

Erzeugung und Anwendung von Dauerstrich-Terahertz-Strahlung unter Verwendung von Halbleiterkomponenten

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys.
Dominik Blömer aus Damme

Tag der Einreichung 30.06.2014, Tag der Prüfung 23.07.2014
Darmstadt 2015 – D17

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Elsässer
Korreferent: Prof. Dr. Peter Meißner



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Erzeugung und Anwendung von Dauerstrich-Terahertz-Strahlung unter Verwendung von Halbleiterkomponenten

Genehmigte Dissertation von Dominik Blömer aus Damme

1. Gutachten: Prof. Dr. Wolfgang Elsässer
2. Gutachten: Prof. Dr. Peter Meißner

Tag der Einreichung: 30. Juni 2014

Tag der Prüfung: 23. Juli 2014

Darmstadt – D17

Inhaltsverzeichnis

1.....Einleitung	1
Teil I: THz-Erzeugung mit photoleitenden Antennen	9
2.....Abstimmbarer Zwei-Wellenlängen-Laser	11
2.1. Grundlagen des Halbleiterlaser und externe Resonatorkonfiguration	12
2.2. Realisierung und Charakterisierung der Zwei-Moden-Quelle	17
2.3. Diskussion der Quelleneigenschaften und -stabilität	24
3.....THz-Erzeugung durch Photomischen mit photoleitenden Antennen	29
3.1. Grundlagen des Photomischens	30
3.2. Experimenteller Aufbau der THz-Quelle	37
3.3. Charakterisierung der THz-Strahlung	42
4.....Anwendungen	47
4.1. Transmissionsmessungen	47
4.2. THz-Bildgebung	51
5.....Detektion von THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen	63
6.....Zusammenfassung und Diskussion Teil I	75
Teil II: Simulation zur THz-Erzeugung in Halbleiter-Wellenleitern durch nichtlineare Mischprozesse im mittelinfraroten Spektralbereich	77
7.....Nichtlineare Optik und Frequenzkonversion	79
8.....Simulation von Halbleiter-Wellenleitern als nichtlineares Medium zur Frequenzkonversion	89
8.1. Schichtwellenleiter	89
8.2. Zweidimensionale Wellenleiter	98
9.....Zusammenfassung und Diskussion Teil II	107
10. ..Zusammenfassung und Ausblick	109
Summary	112
Anhang	115
Literaturverzeichnis	125
Danksagung	134
Lebenslauf	135



1. Einleitung

Historische Einführung

Die ersten Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der ferninfraroten Strahlung erfolgten bereits um die Jahrhundertwende des 19. Jahrhunderts. Im Jahr 1900 untersuchten Lummer und Pringsheim mit Hilfe eines sogenannten Spektrobolometers schwarze Strahler in einem Wellenlängenbereich bis $18\mu\text{m}$. Bei den Messungen der spektralen Verteilung der Strahlung schwarzer Körper entdeckten sie hierbei bei hohen Temperaturen Abweichungen vom Wien'schen Strahlungsgesetz für große Wellenlängen [1]. Durch die Verwendung der Reststrahlenmethode [2], mit der Rubens und Nichols bereits 1897 Untersuchungen zu Materialeigenschaften im fernen Infrarot bis zu einer Wellenlänge von $25\mu\text{m}$ durchführten, konnten Rubens und Kurlbaum die Messungen bis zu einer Wellenlänge von $51\mu\text{m}$ ausdehnen [3, 4]. Die gewonnenen Messergebnisse wiesen eine enorme Diskrepanz zu der vom Wien'schen Strahlungsgesetz vorhergesagten Verteilung auf und veranlassten Planck im Jahr 1900 zunächst ein empirisches Gesetz aufzustellen, das den bekannten experimentellen Ergebnissen genügte [5]. Noch im selben Jahr gelangte Planck auch durch theoretische Überlegungen zu dem nach ihm benannten Strahlungsgesetz [6].

Heute wird der ferninfrarote Spektralbereich häufig als Terahertzbereich bezeichnet. Der Name ist der Tatsache geschuldet, dass dieser Spektralbereich gerade Strahlung mit Frequenzen von 0,1 bis 10 THz umfasst. Dies entspricht einem Wellenlängenbereich von 3mm bis $30\mu\text{m}$. Obwohl die ersten Untersuchungen nun bereits mehr als 100 Jahre zurückliegen ist der Spektralbereich der THz-Strahlung noch immer weit weniger erforscht als die angrenzenden Gebiete der Optik und Mikrowellentechnik. Dies lag nicht zuletzt auch an einem Mangel an leicht verfügbaren und effizienten Quellen. Man sprach daher bis vor wenigen Jahren von der sogenannten „THz-Lücke“ im Spektrum. Durch das gestiegene Interesse an der THz-Strahlung und der damit einhergehenden verstärkten Forschung auf diesem Gebiet schließt sich die THz-Lücke zunehmend. Ausgangspunkt zahlreicher Entwicklungen waren und sind die zahlreichen Anwendungen, welche sich durch die Lage des THz-Bereichs zwischen Optik und Elektronik und den damit verbundenen Eigenschaften der Strahlung ergeben.

THz-Anwendungen

Zahlreiche potentielle und tatsächliche Anwendung von THz-Strahlung verdeutlichen das enorme Potential, das mit der Erforschung des THz-Spektralbereichs erschlossen werden kann.

Ein Anwendungsfeld, für das die THz-Strahlung traditionell von großem Interesse ist, ist die Astronomie. Dies hat mehrere Gründe: Zum einen liegt das Maximum des abgestrahlten Spektrums kalter Materie mit einer Temperatur zwischen 10 und 100 K gerade im THz-Bereich [7]. Zudem ist das emittierte Spektrum der Galaxien aufgrund der Expansion des Universums rotverschoben, so dass insgesamt seit dem Urknall etwa 50% der gesamten abgestrahlten Leistung und 98% der emittierten

Photonen im fernen Infrarot ausgestrahlt wurden [8]. Zum anderen besitzen zahlreiche Moleküle charakteristische Rotations- und Vibrationsübergänge in diesem Spektralbereich, so dass aus Absorptions- und Emissionsspektren Rückschlüsse auf Zusammensetzung, Temperatur und Kinetik von kosmischen Objekten gezogen werden können [9]. Auch ermöglichen die vom sichtbaren Spektrum deutlich verschiedenen Absorptions- und Emissionseigenschaften den Zugang zu Objekten, die in anderen Spektralbereichen nicht oder nur schwer sichtbar sind. Aufgrund der Absorption der Atmosphäre werden astronomische Beobachtungen meist an Orten durchgeführt, die aufgrund ihrer Lage eine besonders geringe Atmosphärenabsorption aufweisen, wie zum Beispiel der Antarktis [10] oder der Atacama Wüste in Chile (ALMA¹ [11]). Weitere Möglichkeiten sind der Einsatz der Geräte in Flugzeugen oder Ballons, die in die oberen Schichten der Atmosphäre gebracht werden (z.B. SOFIA² [12]) oder die Stationierung in Satelliten (z.B. Herschel [13]). Die Realisierung solcher oft sehr aufwändigen und teuren Messkampagnen verdeutlicht nochmals die große Bedeutung des THz-Bereichs für die Astronomie. Auf der anderen Seite bietet die Absorption der Atmosphäre gerade die Möglichkeit Veränderungen dieser zu untersuchen [14], so dass die THz-Spektroskopie auch in der Atmosphärenforschung einen wichtigen Beitrag leistet.

Im Bereich der Medizin und Biologie gibt es zahlreiche Anwendungen [15]. THz-Strahlung kann beispielsweise eingesetzt werden, um Tumorgewebe von gesundem Gewebe zu unterscheiden [16, 17]. Gesundes Gewebe weist einen anderen Wassergehalt auf als Tumorgewebe. Dies resultiert in einem Unterschied des Absorptionskoeffizienten und des Brechungsindex, der mit der THz-Strahlung nachgewiesen werden kann. Allerdings beschränkt die starke Absorption des Wassers die Anwendungsmöglichkeiten auf oberflächennahe Strukturen oder erfordert einen endoskopischen Einsatz. Ein weiterer Vorteil der THz-Strahlung für biologische Anwendungen ist ihre geringe Photonenenergie. Im Gegensatz zu Röntgenstrahlen hat THz-Strahlung keine ionisierende oder schädigende Wirkung auf biologische Materialien. Somit kann mit Hilfe von THz-Strahlung beispielsweise eine markerlose und zerstörungsfreie Identifikation von DNS³ durchgeführt werden [18].

Auch die zerstörungsfreie Untersuchung seltener und kostbarer kultureller Gegenstände wie beispielsweise Mumien [19], Manuskripte [20] und Gemälde [21, 22] wird durch die geringe Photonenenergie der THz-Strahlung ermöglicht. Hierbei können Erkenntnisse über Struktur der Objekte und die verwendeten Materialien gewonnen werden [23]. Dieses Wissen trägt zu einem grundlegenden Verständnis bei und stellt eine Entscheidungshilfe für eine fachgerechte Restauration dar.

Weitere Anwendungsgebiete ergeben sich aus der Tatsache, dass zahlreiche Materialien wie Kunststoffe, Papier und Kleidung im sichtbaren Spektralbereich undurchsichtig, im THz-Bereich hingegen transparent sind. Dies macht THz-Strahlung besonders für Sicherheitsanwendungen interessant. Hier sollen beispielsweise unter der Kleidung oder in Gepäck verborgene Gegenstände sichtbar gemacht werden [24]. Derartige Geräte kommen bereits auf einigen Flughäfen als zusätzliche Sicherheitsmaßnahme zum Einsatz. Aber auch in der Industrie können THz-Strahlen zur zerstörungsfreien Prozess- und Qualitätskontrolle eingesetzt werden. So können beispielsweise

¹ Atacama Large Millimeter Array

² Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy

³ Desoxyribonukleinsäure

unerwünschte Fremdkörper in Lebensmitteln entdeckt [25] oder Kunststoffverschweißungen bewertet werden [26].

Darüber hinaus eignet sich THz-Strahlung nicht nur zum Aufspüren von verborgenen Materialien, sondern sie kann aufgrund charakteristischer Absorptionssignaturen auch eine Identifikation der entdeckten Substanzen ermöglichen [27]. Hier seien vor allem gefährliche Substanzen wie Sprengstoffe oder Drogen erwähnt [28, 29]. In der Pharmazie ist neben dem Inhalt von Tabletten auch deren Aufbau bzw. die Dicke des Schutzfilms von Interesse. Auch hier kann mit Hilfe von THz-Strahlung eine Analyse durchgeführt werden [30].

Als letztes Beispiel sei noch auf die Einsatzmöglichkeiten in der Datenkommunikation hingewiesen [31]. Das Datenvolumen für drahtlose Übertragung steigt kontinuierlich, sodass ein wachsender Bedarf an freien und einregulierten Frequenzbereichen besteht. Eine Befriedigung dieses Bedarfs kann hier durch die Verwendung von Frequenzen im THz- Bereich erreicht werden.

THz-Quellen

Die meisten der dargestellten Anwendungen sehen den Einsatz von THz-Quellen vor. Daher ist es von großem Interesse die Entwicklung auf Quellenseite voranzutreiben. Um eine große Verbreitung jenseits von Forschungseinrichtungen zu erreichen, sollte eine THz-Quelle kompakt, effizient und kostengünstig sein. Der Betrieb bei Raumtemperatur und eine Abdeckung eines möglichst großen Spektralbereichs sind weitere wichtige Kriterien.

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über existierende THz-Quellen gegeben und eine Bewertung hinsichtlich der gerade aufgeführten Kriterien vorgenommen werden.

THz-Quellen lassen sich grob nach ihrem Funktionsprinzip einteilen. Der erste Bereich umfasst Quellen, die auf der Verwendung von freien Elektronen basieren. Zu dieser Kategorie gehören beispielsweise Freie-Elektronen-Laser (FEL) [32] oder Synchrotronquellen [33, 34]. Diese Quellen zeichnen sich durch hohe Leistungen und eine breitbandige Durchstimbarkeit aus. Allerdings sind sie aufgrund ihrer Größe und den hohen Kosten in Anschaffung und Unterhalt nur für wenige Forschungsinstitute verfügbar.

Eine weitere Möglichkeit besteht in der elektronischen Erzeugung von THz-Strahlung. Hierbei wird der THz-Bereich von der Seite der Mikrowellen her erschlossen. Es kommen Technologien zum Einsatz, die auch in der Mikrowellentechnologie verbreitet sind, wie beispielsweise Gunn-Dioden [35], resonante Tunneldioden [36] und Frequenzvervielfacher [37]. Sie sind jedoch zu hohen Frequenzen durch die minimale Transitzeit der Ladungsträger beschränkt und kommen daher meist im Frequenzbereich unterhalb von 1 THz zum Einsatz. Mit einer resonanten Tunneldiode gelang kürzlich die Erzeugung von cw-THz-Strahlung oberhalb von 1,1 THz [38].

Die dritte Kategorie von Quellen verwendet optische Methoden der Erzeugung. Die erste Möglichkeit ist die direkte Erzeugung von THz-Strahlung durch THz-Laserübergänge. Ein Laser-Typ, dessen Vertreter bereits seit den 60er Jahren im Einsatz sind, sind optisch gepumpte Moleküllaser [39]. Als Laserübergänge werden hier Rotationsübergänge in Gasmolekülen verwendet. Diese werden durch

optisches Pumpen, meist mit einem CO₂-Laser, angeregt. Moleküllaser liefern eine Ausgangsleistung von einigen 10 mW und zeichnen sich durch eine schmale Linienbreite aus. Allerdings sind sie nicht kontinuierlich durchstimmbar, da sie auf die Übergangslinien des verwendeten Gases angewiesen sind. Ein weiterer THz-Laser ist der p-Germanium Laser [40]. Dieser liefert Ausgangsleistungen im Watt Bereich und ist in einem weiten Bereich mittels eines Magnetfeldes abstimmbar. Allerdings muss dieser Laser-Typ bei Temperaturen von 40-80 K und einem Magnetfeld von 1-2 T betrieben werden. Diese Betriebsbedingungen verhindern eine breite Anwendung dieser Laser. Ein weiterer Vertreter der THz-Laser ist der Quantenkaskadenlaser (QCL⁴). Dieser basiert auf Intraband-Übergängen von Elektronen in einer Halbleiter-Heterostruktur. Die ersten QCL emittierten Wellenlängen im mittleren Infrarot [41]. Erst seit etwa 10 Jahren können auch Frequenzen im THz-Bereich erzeugt werden [42]. Inzwischen sind QCL in einem Bereich von 1,2 bis 5 THz [43] verfügbar und liefern Leistungen von einigen hundert mW [44]. Sie müssen allerdings ebenfalls kryogen betrieben werden und sind nur begrenzt durchstimmbar.

Die zweite Möglichkeit mit optischen Methoden THz-Strahlung zu generieren basiert auf der nichtlinearen Optik. Zur Erzeugung gepulster THz-Strahlung wird ein ultrakurzer Laserpuls durch ein Medium mit quadratischer Nichtlinearität geschickt. Durch den nichtlinearen Effekt der optischen Gleichrichtung wird Strahlung mit einer spektralen Breite des erzeugenden Laserpulses emittiert, welche für fs-Pulse gerade im THz-Bereich liegt [45, 46]. Ebenso kann die THz-Erzeugung in laserinduzierten Plasmen erfolgen [47, 48, 49]. Die verwendeten Kurzpulslasersysteme sind allerdings sehr teuer und benötigen viel Platz. Um THz-Strahlung mit kleiner Linienbreite mit Hilfe der nichtlinearen Optik zu erzeugen, kann der Prozess der Differenzfrequenzerzeugung (DFG⁵) ausgenutzt werden. Hierbei werden zwei Laserstrahlen in einem nichtlinearen Medium überlagert, deren Frequenzabstand gerade im THz-Bereich liegt [50, 51].

Zwischen der rein optischen und der rein elektronischen Erzeugung ist die elektro-optische Erzeugung, angesiedelt. Hierbei wird der Widerstand eines photoleitenden Materials durch Absorption von nahinfraroter Laserstrahlung variiert. Dies führt über eine angelegte Vorspannung zu einer Variation des Photostroms und letztlich mit Hilfe einer Antenne zur Abstrahlung von THz-Strahlung. Diese Methode kann sowohl zur Erzeugung breitbandiger gepulster THz-Strahlung [52] als auch zur Erzeugung schmalbandiger Dauerstrich THz-Strahlung eingesetzt werden [53]. Die größte Verbreitung haben hierbei bisher gepulste Systeme erreicht. Diese bilden oft die Quelle für die THz time domain spectroscopy (TDS), die die THz-Forschung in den letzten Jahren dominiert und zahlreiche Anwendungen und neue Erkenntnisse hervorgebracht hat [54]. Allerdings sind solche THz TDS Systeme wegen der verwendeten Kurzpulslaser teuer. Zudem ist das spektrale Auflösungsvermögen aufgrund des experimentellen Aufbaus meist auf einige GHz beschränkt. Hier bietet die Erzeugung von cw-THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen hinsichtlich der Kosten und der typischen Frequenzauflösung deutliche Vorteile. Zudem erfolgt auch bei dieser Methode die Erzeugung bei Raumtemperatur und sie ermöglicht eine Durchstimbarkeit der THz-Strahlung.

Zusammenfassend sind von den dargestellten Methoden zur Erzeugung schmalbandiger, Dauerstrich-THz-Strahlung die Erzeugung mittels Differenzfrequenzerzeugung und insbesondere die Erzeugung

⁴ Engl.: Quantum Cascade Laser

⁵ Engl.: Difference Frequency Generation

mit photoleitenden Antennen am geeignetsten, um eine kosteneffiziente, durchstimmbare Quelle bei Raumtemperatur zu realisieren.

THz Detektoren

Bei der Detektion von THz-Strahlung unterscheidet man zwei Klassen von Detektoren: kohärente und inkohärente Detektoren. Bei der inkohärenten Detektion wird die Leistung der THz-Strahlung direkt gemessen, man spricht daher auch von der „direkten Detektion“. Diese Detektoren sind in einem breiten Frequenzbereich einsetzbar und lassen sich gut zu Arrays kombinieren. Als inkohärente Detektoren werden beispielsweise Bolometer [55], Golay-Zellen [56], pyroelektrische (z.B. DTGS⁶) [57] oder auch photoleitende Detektoren [58] eingesetzt. Die größte Sensitivität wird hierbei von ultrakalten Bolometern erreicht, die im mK-Bereich betrieben werden [59].

Bei der kohärenten Detektion wird die Amplitude und Phase der Strahlung bestimmt. Hierzu wird das Signal mit dem eines lokalen Oszillators auf einem Mischer überlagert. Als Mischer werden beispielsweise Schottky-Dioden, SIS-Mischer⁷ oder Hot-Electron-Bolometer verwendet [60]. Eine kohärente Detektion ist ebenso mit photoleitenden Antennen [61], oder mit einer elektro-optischen Abtastung⁸ möglich [62].

Ziele und Gliederung dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist die Erzeugung und Anwendung von durchstimmbarer Dauerstrich-THz-Strahlung unter Verwendung von Halbleiterkomponenten. Die Verwendung von Halbleiterelementen ermöglicht es hierbei, auf eine ausgereifte Technologie zurückzugreifen und eine vergleichsweise günstige Herstellbarkeit der Bauteile zu gewährleisten. Die THz-Quelle soll eine hinreichende Stabilität aufweisen, um für bildgebende Messungen einsetzbar zu sein. Darüber hinaus soll sie abstimmbar sein und eine geringe Linienbreite aufweisen. Um eine breite Anwendbarkeit der Quelle zu ermöglichen sollte die THz-Erzeugung zudem bei Raumtemperatur erfolgen. Dies erspart eine aufwändige Kühlung mit flüssigem Stickstoff oder flüssigem Helium, welche entsprechende Sicherheitskonzepte erfordern würde.

Um diese Ziele zu erreichen eignen sich, wie die Übersicht der Quellen zeigt, vor allem zwei Konzepte. Die opto-elektronische Erzeugung mit Hilfe von photoleitenden Antennen und die Erzeugung durch den nichtlinearen Prozess der Differenzfrequenzerzeugung.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich daher in zwei Teile. Im Ersten Teil wird die Erzeugung von THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen und deren Anwendungen untersucht. In Kapitel 2 wird nach einer kurzen Einführung in das Gebiet der Halbleiterlaser und einer Charakterisierung der

⁶ Deuteriertes Triglycerin Sulfat

⁷ Superconductor-insulator-superconductor-Mischer

⁸ Electro optical sampling

verwendeten Laserdiode der Aufbau der Zweimodenquelle beschrieben. Hierbei handelt es sich um einen Halbleiterlaser mit doppelter externer Kavität, der die beiden optischen Moden in einem Laserchip erzeugt. Die Quelle wird insbesondere hinsichtlich ihres Abstimmbereichs und ihrer Stabilität untersucht.

Der Erzeugung der THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen sowie deren Charakterisierung und Anwendung ist Kapitel 3 gewidmet. Hier wird zunächst die Theorie der THz-Erzeugung mit photoleitenden Antennen dargestellt und hieraus die Anforderungen an die Photoleiter sowie die zu erwarteten Abhängigkeiten der THz-Leistung von den Parametern abgeleitet. Die verwendeten Emitter-Antennen werden beschrieben und eine elektrische Charakterisierung durchgeführt. Hieran schließt sich eine vollständige Beschreibung des Experiments zur THz-Erzeugung an und es wird eine Charakterisierung der THz-Strahlung durchgeführt. Dies umfasst Untersuchungen zur Abhängigkeit der THz-Leistung von den Betriebsparametern sowie zu Polarisationsseigenschaften und spektraler Verteilung. Abschließend werden zahlreiche Anwendungen für die THz-Strahlung demonstriert. Neben klassischen Transmissionsmessungen werden auch dynamische Prozesse wie Trocknungsvorgänge betrachtet. Das Kapitel schließt mit bildgebenden Messungen.

In Kapitel 5 wird die kohärente Detektion dargestellt. Nach einer kurzen Einführung wird der experimentelle Aufbau beschrieben und die Abhängigkeit von den Betriebsparametern betrachtet. Darüber hinaus wird ein neues Messverfahren vorgestellt, bei dem die Emission und Detektion mit einer einzigen Antenne erfolgen. Hier werden erste Ergebnisse dieser selbst-heterodyn Detektion präsentiert. Die Ergebnisse des ersten Teils der Arbeit werden dann in Kapitel 6 zusammengefasst und diskutiert.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Simulation von Bauteilen zur THz-Erzeugung durch Differenzfrequenzerzeugung in nichtlinearen Medien. Hierzu wird in Kapitel 7 zunächst in die Grundlagen der nichtlinearen Optik eingeführt und eine Abschätzung der zu erwartenden THz-Leistung gegeben.

Im darauffolgenden Kapitel 8 wird die Phasenanpassung in Halbleiter-Wellenleiterstrukturen untersucht. Hierzu werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Wellenausbreitung in Wellenleitern dargestellt und die numerischen Verfahren zur Lösung der zweidimensionalen Probleme erklärt. Diese Methodik wird dann auf mehrere Beispielstrukturen angewendet, um das Potential der Differenzfrequenzerzeugung zur Generation von THz-Strahlung zu untersuchen. Schließlich wird in Kapitel 9 der zweite Teil der Arbeit zusammengefasst.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenstellung aller Ergebnisse in Kapitel 10 und gibt einen Ausblick auf mögliche weiterführende Untersuchungen.

Einordnung der Arbeit

In dieser Arbeit wird die Erzeugung von cw-THz-Strahlung mit Hilfe von photoleitenden Antennen und deren Anwendung untersucht. Die Erzeugung von cw-THz-Strahlung auf diesem Wege wurde bereits Anfang der 90er Jahre [63] demonstriert. Kamen hier zwei dauerstrichbetriebene Ti:Sa-Laser als

Laserquelle zur Anwendung, konnte kurz darauf auch die Erzeugung mit Hilfe zweier DBR-Diodenlaser als Laserquelle realisiert werden [64]. Allerdings schwankte die Differenzfrequenz der beiden Moden um ein Vielfaches der instantanen Linienbreite, da die Schwankungen beider Laser unkorreliert sind und damit zu einer größeren Unsicherheit der Differenzfrequenz beitragen. Ein Ansatz, dieses Problem zu umgehen besteht in der Erzeugung der beiden Moden in einem Laser [65]. Mit Hilfe einer solchen Zwei-Moden-Quelle kann THz-Strahlung durch Photomischen erzeugt werden. Am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt entstand zu diesem Thema die Arbeit von Herrn I. Park [66]. Dort wurden 2-Modenquellen durch eine doppelte externe Resonatoranordnung sowohl in einer Littrow- als auch in einer Littman-Konfiguration realisiert. Mit diesen Quellen wurde THz-Strahlung durch Photomischen erzeugt und für spektroskopische Untersuchungen eingesetzt. Als Detektionsmethode kam dort die direkte Detektion zum Einsatz, welche jedoch nicht orts aufgelöst durchgeführt wurde. Solche bildgebenden Anwendungen sind sowohl mit gepulsten Systemen als auch mit cw-Systemen möglich [67]. Neben der direkten Detektion kann mit photoleitenden Antennen auch eine kohärente Detektion durchgeführt werden [61].

Parallel zu dieser Arbeit entstand am Institut für Mikrowellentechnik und Photonik der TU Darmstadt die Arbeit von Herrn T. Göbel [68], die sich ebenfalls mit der Erzeugung und Anwendung von durchstimmbarer cw-THz-Strahlung beschäftigt. Dort wurde der Ansatz verfolgt, zwei einmodige Laser zu überlagern und als Quelle für das Photomischen zu verwenden. Durch einen robusten Aufbau mit Hilfe von Faseroptik und einer optischen Wellenlängenstabilisierung konnte eine hohe zeitliche Amplituden- und Frequenzstabilität erreicht werden. Die Arbeit verknüpft Aussagen über das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit der erreichbaren Lebensdauer des THz-Systems. Zudem konnte eine deutliche Verbesserung der Messgeschwindigkeit bei der kohärenten Detektion erreicht werden.

Der zweite Teil der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit der Modellierung von Halbleiter-Wellenleiterstrukturen mit dem Ziel der THz-Erzeugung durch Differenzfrequenzerzeugung. Die Pumpwellenlängen sollen hierbei im mittelinfraroten Spektralbereich liegen. Für eine hohe Konversionseffizienz wird insbesondere eine Phasenanpassung angestrebt. Zu Beginn dieser Arbeit gab es bereits Untersuchungen, wie in isotropen Halbleitermaterialien wie beispielsweise GaAs Phasenanpassung erreicht werden kann, wobei jedoch meistens Pumpwellenlängen im nahen Infrarot und Frequenzverdopplung betrachtet wurden [69, 70]. Für periodisch gepolte LiNbO_3 -Wellenleiter wurde auch der DFG-Prozess und das Design eines Rippenwellenleiters für die zu erzeugende THz-Strahlung untersucht [71]. In [72] schließlich wurde auf die Möglichkeit der Phasenanpassung von MIR-Pumpwellen hingewiesen. Dass prinzipiell die Nichtlinearität von GaAs-Wellenleitern für nichtlineare Interaktion genutzt werden kann, wurde durch die Erzeugung von THz-Seitenbändern in einem THz-QCL gezeigt [73].

Parallel zu dieser Arbeit wurde dann über eine THz-Erzeugung durch den DFG-Prozess in MIR-QCL berichtet [74], wobei resonante Riesen-Nichtlinearitäten im invertierten System ausgenutzt wurden [75]. Später gelang auch die gepulste Erzeugung in einem GaAs-Schichtwellenleiter [76]. Hierbei wurden Pumpwellenlängen im Bereich von $2\text{ }\mu\text{m}$ verwendet.



Teil I: THz-Erzeugung mit photoleitenden Antennen

Das Prinzip der Erzeugung von Dauerstrich-Terahertz-Strahlung mit photoleitenden Antennen ist in Abbildung 1-1 dargestellt. Zwei Lasermoden mit einer Differenzfrequenz im THz-Bereich werden überlagert und erzeugen ein Schwebungssignal. Dieses wird auf einen vorgespannten Photomischer gestrahlt und moduliert dort die Leitfähigkeit des Halbleitermaterials. Die resultierende Modulation des Photostroms ist der Ursprung der THz-Strahlung, welche dann von einer Antenne abgestrahlt wird.

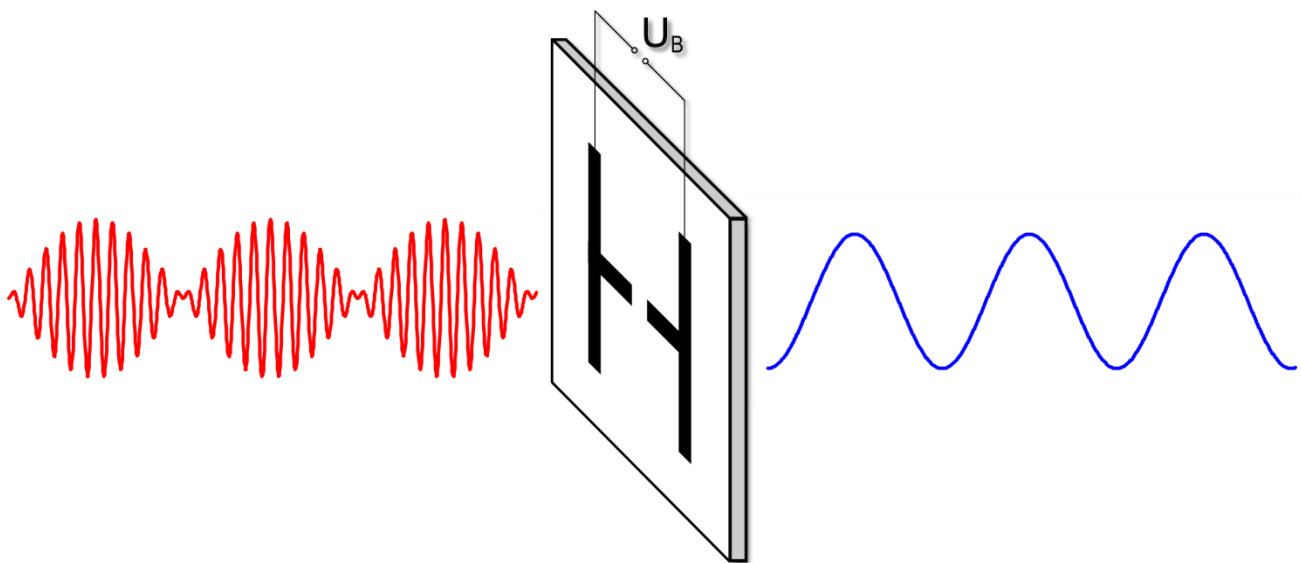


Abbildung 1-1: Schema zur THz-Erzeugung mit photoleitenden Antennen

Für den gesamten Prozess sind also mehrere Komponenten von Bedeutung: Zunächst muss eine geeignete Quelle zur Erzeugung des Schwebungssignals vorhanden sein. Zweitens ist die Emitter-Einheit aus Photomischer und Antenne zur Erzeugung der THz-Strahlung notwendig und drittens muss die erzeugte Strahlung schließlich detektiert und charakterisiert werden. In der vorliegenden Arbeit sollen diese wesentlichen Komponenten sukzessive betrachtet und in ein Gesamtmesssystem integriert werden mit dem dann Transmissions- und Absorptionsexperimente durchgeführt werden.

Diese Struktur des THz-Erzeugungsprozesses spiegelt sich auch in der Struktur des ersten Teils dieser Arbeit wieder. Im folgenden Kapitel wird zunächst die in dieser Arbeit verwendete Laserquelle dargestellt und charakterisiert. In den darauffolgenden Abschnitten wird dann die Erzeugung, Charakterisierung und Anwendung der THz-Strahlung dargestellt.



2. Abstimmbarer Zwei-Wellenlängen-Laser

In diesem Kapitel soll zunächst die Wahl des Lasermediums zur Erzeugung der Schwebung motiviert werden. Im Anschluss wird der in dieser Arbeit verwendete abstimbare Zwei-Wellenlängen-Laser dargestellt und es erfolgt eine Charakterisierung der Laserquelle im Hinblick auf den erreichbaren Abstimmbereich und die Stabilität der Quelle.

Zur Erzeugung der optischen Schwebung gibt es zahlreiche Möglichkeiten. Die ersten Experimente zur cw-THz-Erzeugung wurden mit zwei Dauerstrich-Ti:Sa-Lasern durchgeführt, die mit Hilfe von Faserkopplern überlagert wurden [63]. Die Ti:Sa-Laser boten eine hohe Ausgangsleistung bei schmaler Linienbreite und einem großen Durchstimmbereich, sind aber relativ teuer, groß und ineffizient. Diese Nachteile verhindern einen breiten Einsatz.

Hier bietet der Halbleiterlaser eine vielversprechende Alternative. Der Halbleiterlaser lässt sich direkt elektrisch pumpen und zeichnet sich durch eine hohe Effizienz aus. Seine kompakte Bauweise ermöglicht zudem die Integration in nahezu jedes Bauteil und seine parallele Prozessierung und Fertigung sind für die Produktion großer Stückzahlen bei relativ geringen Kosten geeignet. Diese Vorzüge machen den Halbleiterlaser natürlich auch als Quelle für das Photomischen interessant.

Eine Möglichkeit zur Erzeugung des Schwebungssignals ist die Überlagerung der Strahlung zweier einmodiger Halbleiterlaser, beispielsweise DFB⁹- oder DBR¹⁰-Laser. Dies kann mit Hilfe von Strahlteilern oder Fasern erreicht werden. Eine Abstimmung der Differenzfrequenz kann durch eine Variation von Temperatur und Injektionsstrom eines oder beider Laser erreicht werden [64]. Kommt es bei dieser Methode allerdings zu Schwankungen der Betriebsparameter wie Temperatur und Strom führt dies auch zu einer Schwankung der Differenzfrequenz der Laser. Diese Fluktuationen können durch eine externe Frequenzstabilisierung beider Laser unterdrückt werden [77]. Dies ist jedoch mit einem erheblichen experimentellen Aufwand verbunden.

Eine andere Möglichkeit ist, beide Wellenlängen mit nur einem Laser zu erzeugen [78]. Die Abstimmung der Differenzfrequenz kann hier durch einen doppelten externen Resonator erfolgen [65]. Diese Methode hat den Vorteil, dass zum einen beide Moden in einem Laser erzeugt werden und damit intrinsisch ein perfekter Überlapp der beiden Moden gegeben ist, zum anderen aber auch beide Moden den selben Schwankungen der Betriebsparameter unterliegen. Dies hat zur Folge, dass zwar jede Mode für sich zwar immer noch fluktuiert, die Differenzfrequenz jedoch aufgrund der gleichgerichteten Fluktuationen konstant bleibt. Dies wird als common mode rejection bezeichnet. Die Stabilisierung der Differenzfrequenz ist hierbei intrinsisch, d.h. sie erfolgt ohne eine aufwändige externe Stabilisierung.

In der vorliegenden Arbeit wird daher das Konzept der Erzeugung von zwei Moden in einem Laser verfolgt. Im Folgenden soll zunächst kurz in die Funktionsweise von Halbleiterlasern eingeführt und externe Resonator-Konfigurationen diskutiert werden. Im 2. Teil des Kapitels wird die in dieser Arbeit verwendete 2-Moden-Quelle vorgestellt und charakterisiert.

⁹ Distributed Feed Back

¹⁰ Distributed Bragg Reflector

2.1. Grundlagen des Halbleiterlaser und externe Resonatorkonfiguration

Der erste Halbleiterlaser wurde 1962 von Hall entwickelt [79], lediglich zwei Jahre nach der erstmaligen Realisierung eines Lasers durch Maiman im Jahr 1960 [80]. Konnten Halbleiterlaser zunächst nur gepulst und unter kryogenen Bedingungen betrieben werden, so gelang es insbesondere durch die Erfindung der Heterostruktur den Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur zu ermöglichen [81]. Heute decken Halbleiterlaser einen großen Teil des elektromagnetischen Spektrums ab [43, 82, 83] und finden in vielen Gebieten Anwendung.

Anders als beispielsweise bei Festkörper- oder Gaslasern sind die Elektronenzustände beim Halbleiterlaser nicht diskret sondern bilden quasi-kontinuierliche Bänder. Der Laserübergang findet vom Leitungsband ins Valenzband statt, welche durch eine Bandlücke der Energie E_g getrennt sind. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände in Abhängigkeit von der Energie E und der Temperatur T wird durch die Fermi-Dirac-Statistik beschrieben.

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_f}{k_B T}} + 1} \quad (2.1)$$

Hierbei ist E_f die Fermi-Energie und k_B die Boltzmannkonstante.

Um Lasertätigkeit zu erhalten, ist es notwendig, eine Besetzungsinversion zu erzeugen. Dies kann beim Halbleiterlaser an einem p-n-Übergang, also einem Kontakt eines p-dotierten mit einem n-dotierten Halbleiter, erreicht werden. Legt man an einen p-n-Übergang eine Spannung in Durchlassrichtung an, entsteht am p-n-Übergang eine aktive Zone mit Besetzungsinversion. Bei der Rekombination der Elektronen im Leitungsband mit den Löchern im Valenzband wird die Energie in Form von Photonen abgestrahlt.

Innerhalb der Bänder relaxieren die Elektronen und Löcher sehr schnell zu den Bandkanten hin, sodass die Besetzung innerhalb der Bänder wieder durch eine Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben wird.

$$f^{L,V}(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_f^{L,V}}{k_B T}} + 1} \quad (2.2)$$

Hierbei ist E_f^L die Quasi-Fermienergie des Leitungsbandes und E_f^V die Quasi-Fermienergie des Valenzbandes. Die notwendige Inversion tritt für Zustände auf, deren Energien folgende Ungleichung erfüllen:

$$E_f^L - E_f^V > h\nu > E_g \quad (2.3)$$

In Abbildung 2-1 ist die Situation der Inversion schematisch dargestellt.

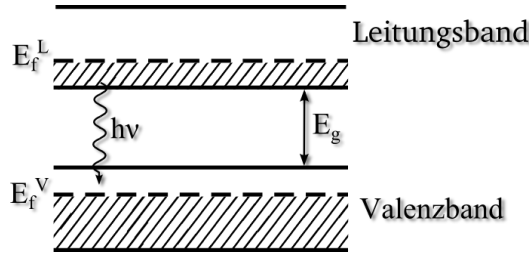


Abbildung 2-1: Schema der Bandstruktur im invertierten Zustand

Das Verstärkungsprofil eines Halbleiterlasers ist folglich spektral breitbandig. Der Resonator eines Halbleiterlasers wird durch seine Kristallfacetten gebildet, die aufgrund des hohen Brechzahlkontrastes zur umgebenden Luft eine Reflektivität von über 30% aufweisen. Aufgrund des hohen Gewinns genügt dies, um Laseremission zu ermöglichen. Neben dem Verstärkungsprofil ist die Resonatorbedingung entscheidend, welche Wellenlängen der Laser emittiert. Die Phasendifferenz muss nach einem Umlauf im Resonator ein Vielfaches von 2π betragen. Es können somit nur Frequenzen im Resonator existieren, für die gilt:

$$\nu = m \frac{c}{2nL}, \quad (2.4)$$

Wobei m eine ganze Zahl ist, L die Länge der Kavität, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n die Brechzahl des Lasermaterials bezeichnen. Diese Bedingung führt zur Ausbildung eines Frequenzkamms mit einem Modenabstand von

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}. \quad (2.5)$$

Die spektrale Breite $\delta\nu$ der Resonatormoden wird durch die Finesse F des Resonators sowie den freien Spektralbereich, d.h. den Modenabstand, bestimmt.

$$\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{F} \quad (2.6)$$

Für die Halbwertsbreite der Lasermode gilt allgemein oberhalb der Laserschwelle [84, 85]:

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\pi h\nu (\delta\nu)^2}{P} \quad (2.7)$$

Wobei P die Leistung der Mode bezeichnet.

Lasertätigkeit einer Mode setzt dann ein, wenn der Gewinn für die Mode bei einem Resonatorumlauf größer ist als die Verluste. Je nach Gewinnspektrum können also mehrere longitudinale Lasermode anschwingen. Die Moden, welche nahe am Maximum des Verstärkungsprofils gelegen sind, werden hierbei die Emission dominieren, da diese den größten Gewinn haben.

Eine Abstimmbarkeit des Lasers kann über eine Änderung der Betriebsparameter Injektionsstrom und Temperatur erfolgen. Durch eine Änderung der Temperatur ändert sich der Brechungsindex des

Lasermaterials und damit die optische Weglänge im Resonator. Zudem dehnt sich der Kristall aufgrund der Erwärmung aus und beeinflusst folglich die Modenstruktur, da der Kristall gleichzeitig den Resonator bildet. Auch ist der spektrale Gewinn temperaturabhängig, da die Bandlückenenergie und die Quasi-Fermi-niveaus sich mit der Temperatur ändern. Die Änderung des Injektionsstroms bewirkt ebenfalls eine Änderung des Emissionsspektrums, da der Brechungsindex des Halbleitermaterials und damit auch die optische Weglänge im Resonator von der Ladungsträgerkonzentration im Material abhängt.

Soll der Laser jedoch nur eine einzige longitudinale Mode emittieren, so müssen die übrigen Moden diskriminiert werden. Dies kann beispielsweise durch monolithische Integration frequenzselektiver Elemente (DFB, DBR) geschehen.

Eine weitere Möglichkeit zur Frequenzselektion und zur Realisierung eines einmodigen Betriebs liegt in der Verwendung von externen Resonatoren mit frequenzselektiver Rückkopplung. Diese Methode hat den Vorteil, dass die Wellenlänge des Lasers über einen großen Bereich variiert werden kann, ohne dabei die Betriebsparameter zu verändern.

Bei Verwendung eines externen Resonators wird ein Teil der emittierten Laserstrahlung in den Laser zurückgekoppelt. Dies führt zu einer Reduktion der Laserverluste und damit zu einer Verringerung der Laserschwelle. Man koppelt hierbei den internen Resonator, der durch die Facetten gebildet wird, mit dem externen Resonator. Die Rückkopplung sollte so stark sein, dass der externe Resonator die Emissionseigenschaften dominiert [86]. Dies wird häufig durch das Aufbringen einer Anti-Reflex-Beschichtung (AR-Beschichtung) auf der dem externen Resonator zugewandten Facette erreicht.

Aufgrund der größeren Resonatorlänge verringert sich sowohl die Linienbreite der Mode als auch der Modenabstand. Um nun eine einmodige Emission zu erhalten, ist es notwendig, dass die Rückkopplung frequenzselektiv erfolgt. Dies kann beispielsweise durch die Verwendung von Prismen oder Filtern geschehen. Eine weitere Methode ist die Verwendung von Reflektionsgittern als frequenzselektive Elemente. Reflektionsgitter haben den Vorteil, dass sie in einem weiten Spektralbereich einsetzbar sind, eine breite Durchstimmbarkeit der Wellenlänge ermöglichen und zudem eine hohe Beugungseffizienz besitzen. In dieser Arbeit werden daher Reflektionsgitter als frequenzselektive Elemente verwendet.

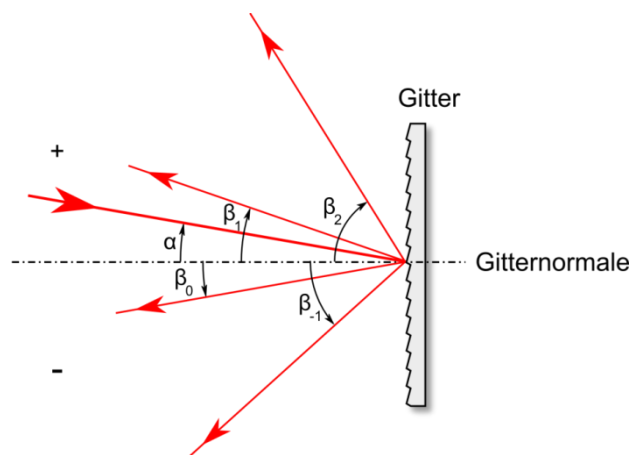


Abbildung 2-2: Beugung an einem planen Reflektionsgitter

Bei der Beugung an einem planen Reflektionsgitter liegen einfallender und gebeugter Strahl im gleichen Halbraum, wie in Abbildung 2-2 zu sehen ist. Monochromatisches Licht der Wellenlänge λ , das unter einem Winkel α auf das Gitter trifft, wird entlang der Beugungswinkel β_m gebeugt. Die Winkel werden hierbei vom Einfallslot aus gemessen. In Abbildung 2-2 sind die Vorzeichen so festgelegt, dass die Winkel im Uhrzeigersinn positiv gemessen werden und die Winkel gegen den Uhrzeigersinn ein negatives Vorzeichen haben. Die Beugungswinkel sind mit dem Einfallswinkel über die Gitter-Gleichung verknüpft:

$$Gm\lambda = \sin \alpha + \sin \beta_m. \quad (2.8)$$

Hierbei bezeichnet m die Beugungsordnung und G die Liniendichte des Gitters. Die Ordnung m ist positiv, wenn $\beta_m > -\alpha$, also wenn der gebeugte Strahl in der Graphik oberhalb (im Uhrzeigersinn) von der 0. Ordnung liegt und negativ, wenn $\beta_m < -\alpha$ gilt, der gebeugte Strahl also unterhalb der 0. Ordnung liegt. Die 0. Beugungsordnung entspricht der geometrischen Reflektion ($\beta_0 = -\alpha$) und ist für alle Wellenlängen identisch. Die 0. Ordnung trägt folglich keinerlei spektrale Information. Um die benachbarten Frequenzen eines Halbleiterlasers aufzuspalten, muss also mindestens die 1. Beugungsordnung dieser Wellenlängen existieren. Da die rechte Seite der Gleichung (2.8) immer kleiner als 2 ist, stellt diese Forderung gleichzeitig eine obere Schranke für die Wellenlänge dar, bei der das Gitter genutzt werden kann, bzw. bei fester Wellenlänge ein Limit für die verwendbare Liniendichte:

$$G\lambda \leq 2. \quad (2.9)$$

Auf der anderen Seite sollte ein Gitter mit einer möglichst großen Liniendichte gewählt werden, um eine große Winkeldispersion zu erzielen.

Externer Resonator in Littrow-Konfiguration

Im Spezialfall der Littrow-Anordnung ist der Einfallswinkel identisch mit dem Beugungswinkel, sodass sich (2.8) vereinfacht zu:

$$Gm\lambda = 2\sin \alpha. \quad (2.10)$$

Diese Anordnung kann zur frequenzselektiven Rückkopplung der Laserstrahlung verwendet werden [87], wie Abbildung 2-3 zeigt.

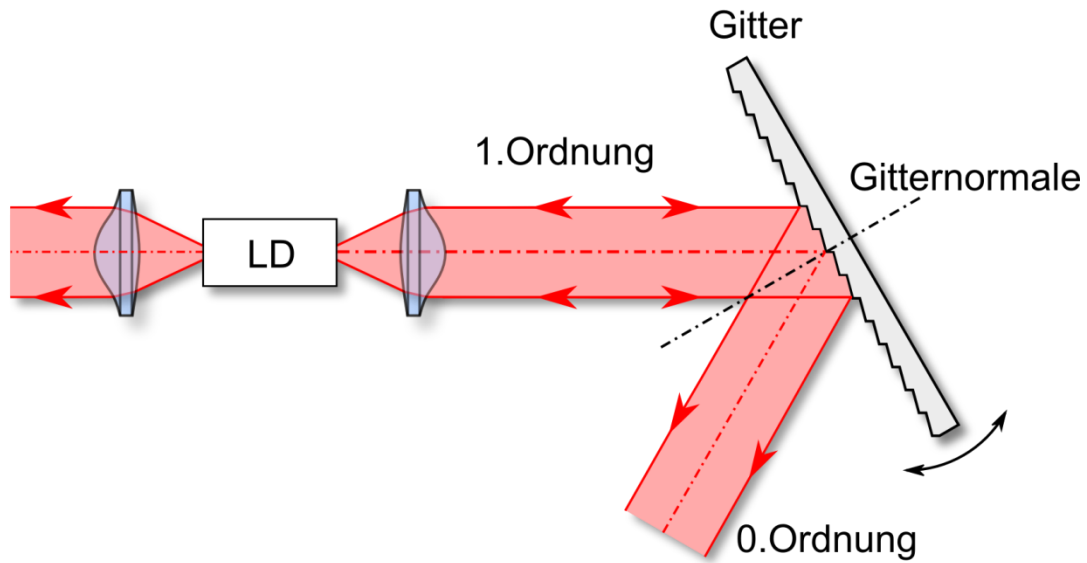


Abbildung 2-3: Frequenzselektive Rückkopplung mit einem Reflektionsgitter in Littrow-Anordnung.

Die breitbandige Strahlung der Laserdiode (LD) wird durch eine Linse kollimiert und trifft auf das Reflektionsgitter. Die Wellenlänge, für die die Littrow-Bedingung (2.10) erfüllt ist, wird in den einfallenden Strahl zurückgebeugt und im Laser verstärkt. Die Emissionswellenlänge kann nun leicht durch Drehen des Gitters durchgestimmt werden. Die Auskopplung der Laserstrahlung kann über die 0. Beugungsordnung des Gitters erfolgen. Diese ist jedoch bei der Variation der Wellenlänge aufgrund der Drehung des Gitters nicht ortsfest. Durch eine Kombination mit einem Spiegel, kann aber die Emissionsrichtung konstant gehalten werden [88]. Eine Alternative hierzu bietet die Verwendung der 2. Laserfacette als Auskoppelfacette, sofern diese zugänglich ist und deren Beschichtung dies erlaubt.

Externer Resonator in Littman-Metcalf-Konfiguration

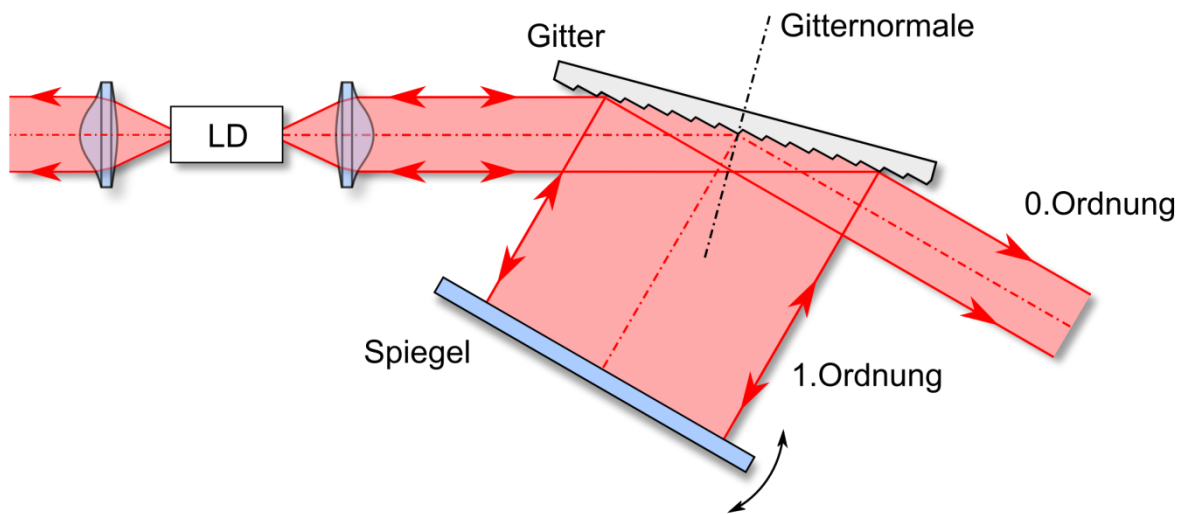


Abbildung 2-4: Frequenzselektive Rückkopplung mit einem Reflektionsgitter in Littman-Metcalf Anordnung

Eine verbesserte Auflösung erhält man in der Littmann-Metcalf-Konfiguration [89, 90] (Abbildung 2-4). Der gebeugte Strahl wird durch einen Spiegel reflektiert und gelangt nach nochmaligem Passieren des Beugungsgitters zurück zum Laser. Die Wellenlänge lässt sich hierbei durch Drehen des Spiegels variieren. Da der Einfallswinkel in dieser Konfiguration frei wählbar ist, kann das Gitter durch einen streifenden Einfall voll ausgeleuchtet werden. Zusammen mit dem zweimaligen Durchlaufen des Gitters erreicht man so eine deutlich höhere spektrale Auflösung. Da das Gitter zur Frequenzselektion nicht mehr gedreht werden muss, kann die 0. Beugungsordnung nun sehr gut zum Auskoppeln des Strahls verwendet werden. Allerdings ist die gesamte erreichbare Rückkoppelstärke aufgrund der zweimaligen Beugung geringer als in der Littrow-Anordnung.

Zur Erzeugung der THz-Strahlung ist es nun notwendig, zwei Laserfrequenzen mit einer Differenzfrequenz im THz-Bereich zu überlagern. Wie bereits eingangs des Kapitels beschrieben, bietet die Erzeugung der beiden Moden in einem Laserchip für die Stabilität der Differenzfrequenz große Vorteile. Im folgenden Abschnitt wird daher der in dieser Arbeit verwendete Aufbau zur simultanen Erzeugung beider Wellenlängen in einem Laserchip vorgestellt.

2.2. Realisierung und Charakterisierung der Zwei-Moden-Quelle

Nach der kurzen Einführung in die Grundlagen des Halbleiterlasers und der externen Resonatoren mit Gittern, sollen diese beiden Komponenten zu einer Zwei-Farben Laserquelle kombiniert werden. Die in dieser Arbeit realisierte Quelle ist in Abbildung 2-5 schematisch dargestellt. Sie basiert auf einem doppelten externen Resonatoraufbau. Die Laserstrahlung wird also in einem einzigen Laserchip erzeugt, während die Rückkopplung für die beiden Moden räumlich getrennt ist. Die Frequenzselektion erfolgt mit einem Reflektionsgitter in doppelter Littman-Metcalf Anordnung, wobei

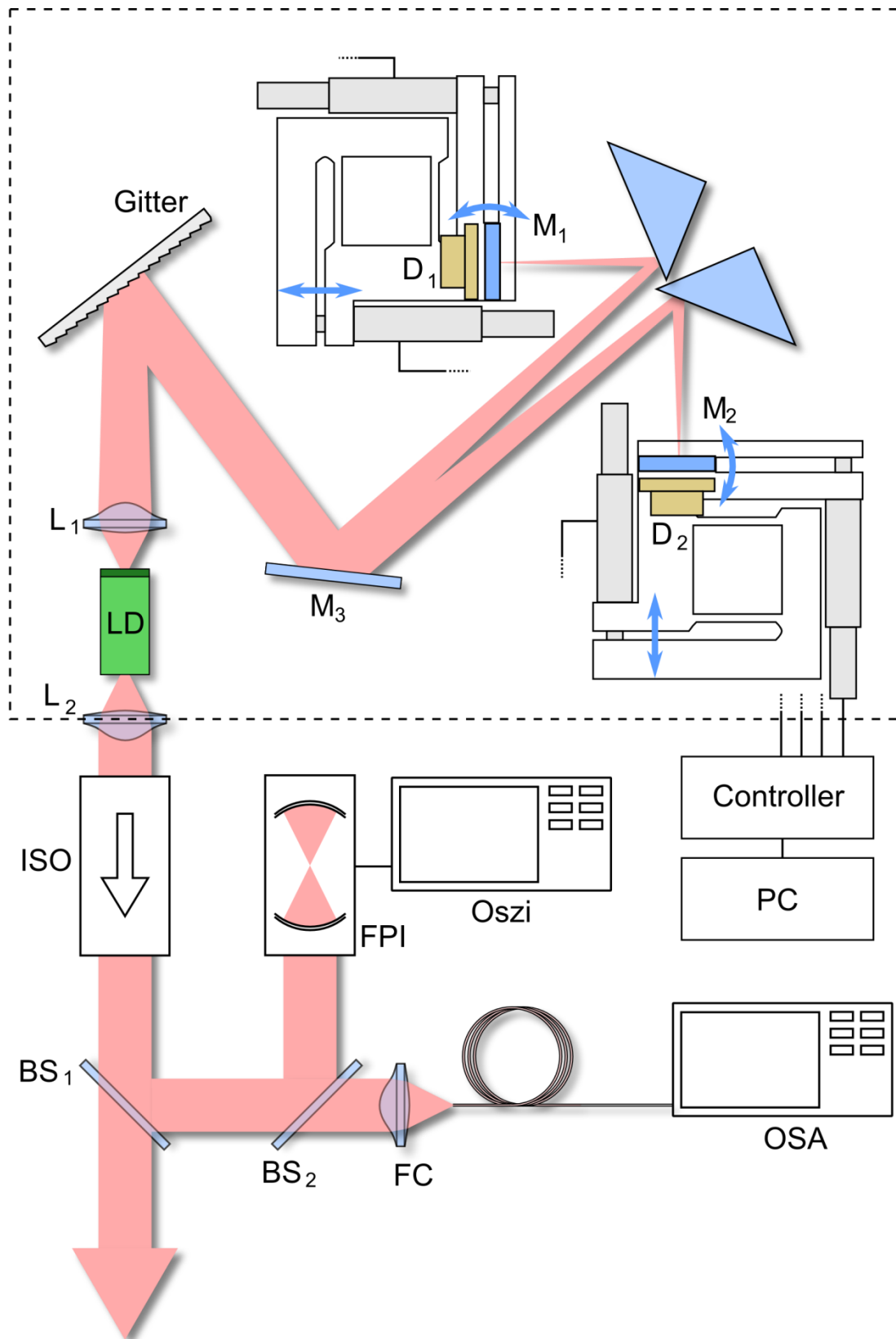


Abbildung 2-5: Schema der 2-Moden Quelle, die Darstellung zeigt den externen Resonator sowie die Instrumente zur Charakterisierung und Überwachung der emittierten Strahlung. Der externe Resonator ist durch ein Plexiglasgehäuse thermisch von der Umgebung isoliert, was durch den gestrichelten Rahmen angedeutet ist. Die Erklärung zu den in der Darstellung verwendeten Bezeichnungen erfolgt im Haupttext.

die beiden Moden im Resonator durch die Kanten zweier hochreflektierender Prismen voneinander getrennt werden. Dies hat gegenüber der Verwendung eines Strahlteilers in Transmission den Vorteil, dass die gesamte Leistung einer Mode zur Rückkopplung verwendet werden kann. Die Wellenlängen der beiden Moden können unabhängig voneinander durch Verkippen des jeweiligen Rückkoppelspiegels durchgestimmt werden.

Als Laserquelle kommt eine Fabry-Perot-Laserdiode mit einer Länge von 1,2 mm zum Einsatz. Diese besitzt auf der dem externen Resonator zugewandten Seite eine anti-Reflex-Beschichtung mit einer Restreflektivität von einigen Prozent während die zweite Facette unbeschichtet ist und eine Reflektivität von ca 30% aufweist. Der Laser emittiert bei einer Wellenlänge von ca. 827 nm in TE-Polarisation. Die Diode ist auf einem Kupferblock gehaltert, der als thermische Senke fungiert. Dieser ist über ein Peltierelement temperaturstabilisiert. Die Strahlung wird durch eine antireflex-beschichtete asphärische Linse (L_1) kollimiert und trifft auf ein Reflektionsgitter mit einer Liniendichte von 1800 Linien pro Millimeter. Das Gitter ist mit Gold beschichtet, weist aufgrund der großen Liniendichte eine hohe Dispersion auf und zeichnet sich durch eine hohe Beugungseffizienz aus. Über einen Umlenkspiegel M3 trifft der gebeugte Strahl auf ein hochreflektiv beschichtetes Prismen-Paar, das als Strahlteiler fungiert. Ein Teil des Spektrums wird auf den Endspiegel M1 geworfen und der andere Teil auf den Spiegel M2. Die Endspiegel sind auf Festkörpergelenken montiert, die über computergesteuerte Linearaktuatoren bewegt werden können. Hierbei gibt es zwei Freiheitsgrade. Zum einen lassen sich die Spiegel kippen, um die Auswahl der Wellenlänge zu ermöglichen. Zum anderen lassen sich die Spiegel in Strahlrichtung bewegen, um eine Anpassung der Resonatorlänge an die rückgekoppelte Wellenlänge zu gewährleisten.

Hinter den Endspiegeln, welche einen Anteil von 0,7% der auftreffenden Leistung transmittieren, befindet sich je eine Photodiode¹¹ mit der die Leistung der einzelnen Moden überwacht werden kann. Aus den Leistung der Moden im Resonator kann auf die ausgekoppelte Leistung geschlossen werden (vgl. Anhang). Der reflektierte Anteil des Spektrums wird über das Gitter wieder in den Laser eingekoppelt und verstärkt.

Zur Auskopplung des Laserstrahls wird die unbeschichtete Facette verwendet. Über einen Strahlteiler werden etwa 6% der Laserleistung zur Analyse ausgekoppelt. Über einen Strahlteiler wird mit einem fasergekoppeltem optischen Spektrumanalysator (OSA) die Wellenlänge der emittierten Strahlung gemessen und kontrolliert. Der longitudinale Modenabstand des externen Resonators mit einer Länge von etwa 70 cm beträgt gemäß (2.5) 200 MHz. Das Auflösungsvermögen des OSA von 0,1 nm reicht nicht aus, um sicherzustellen, dass die beiden Modengruppen je nur aus einer einzigen longitudinalen Mode bestehen. Es wurde daher zusätzlich ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) mit einem freien Spektralbereich von 10 GHz und einem Auflösungsvermögen von 40 MHz verwendet, um die Zweimodigkeit des Spektrums zu überprüfen. Für Messungen der Frequenzstabilität wurde zudem ein FPI mit einem freien Spektralbereich von 1 GHz und einem Auflösungsvermögen von 1 MHz verwendet.

¹¹ UDT 10D

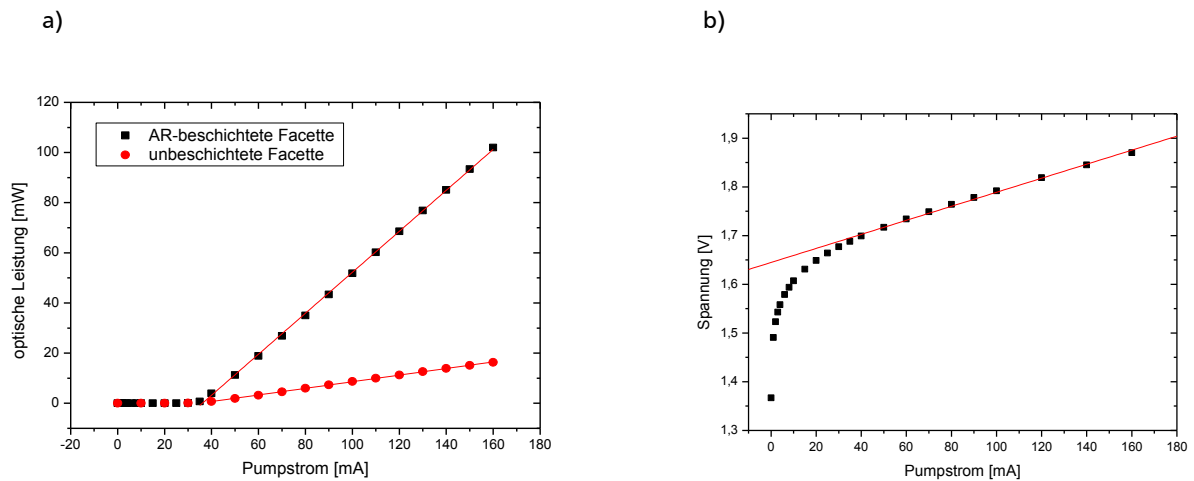


Abbildung 2-6: a) PI- und b) UI-Kennlinie des freilaufenden Lasers

Zunächst wird eine Charakterisierung der Laserdiode im freilaufenden Betrieb, d.h. ohne externe Rückkopplung, durchgeführt. In Abbildung 2-8 ist in a) die Leistungs-Strom(PI)- und in b) Spannungs-Strom(UI)-Kennlinie des freilaufenden Lasers gezeigt. Wird der Pumpstrom erhöht, so setzt oberhalb der Laserschwelle von 37 mA Laseremission ein und die Ausgangsleistung steigt erwartungsgemäß linear mit dem Pumpstrom an. Die Einsatzspannung beträgt 1,64 mV. Der Laser emittiert ohne Rückkopplung bei einem Pumpstrom von 160 mA etwa 17 mW optische Leistung über die unbeschichtete Facette. Über die AR-beschichtete Facette wird bei gleichem Pumpstrom eine Leistung von 102 mW emittiert.

Ohne Rückkopplung emittiert der Laser ein breitbandiges Spektrum mit einer 3dB-Breite von 0,7nm wie in Abbildung 2-7 a) zu sehen ist. In b) ist die Polarisationsanalyse des Lasers dargestellt. Der Laser emittiert TE-polarisiertes Licht. Die rot dargestellte Funktion ist hierbei eine \cos^2 -Funktion, welche hervorragend mit den Messwerten übereinstimmt.

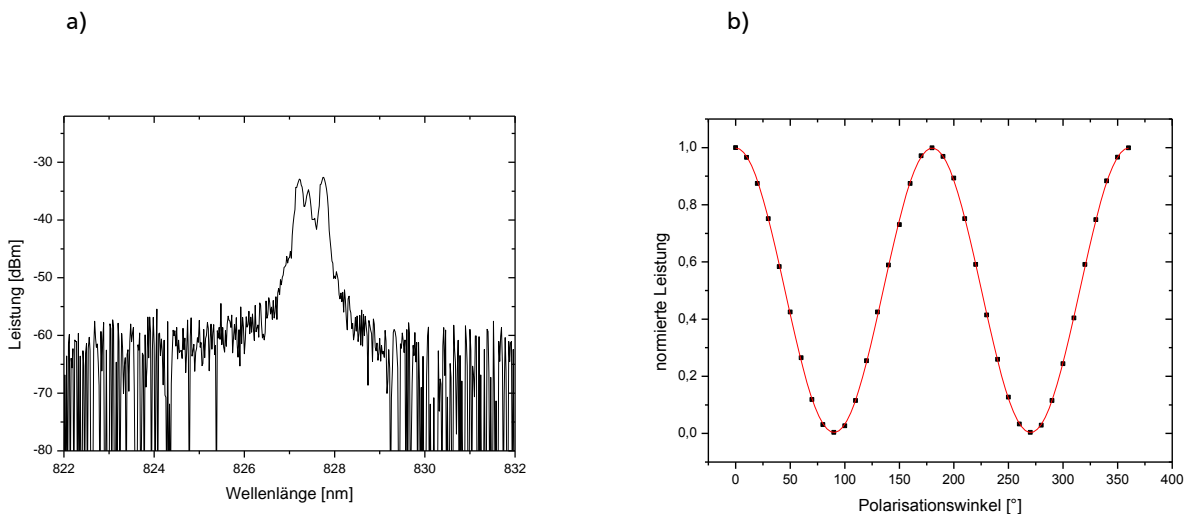


Abbildung 2-7: a) Spektrum des freilaufenden Lasers, b) Polarisationsanalyse der Laseremission

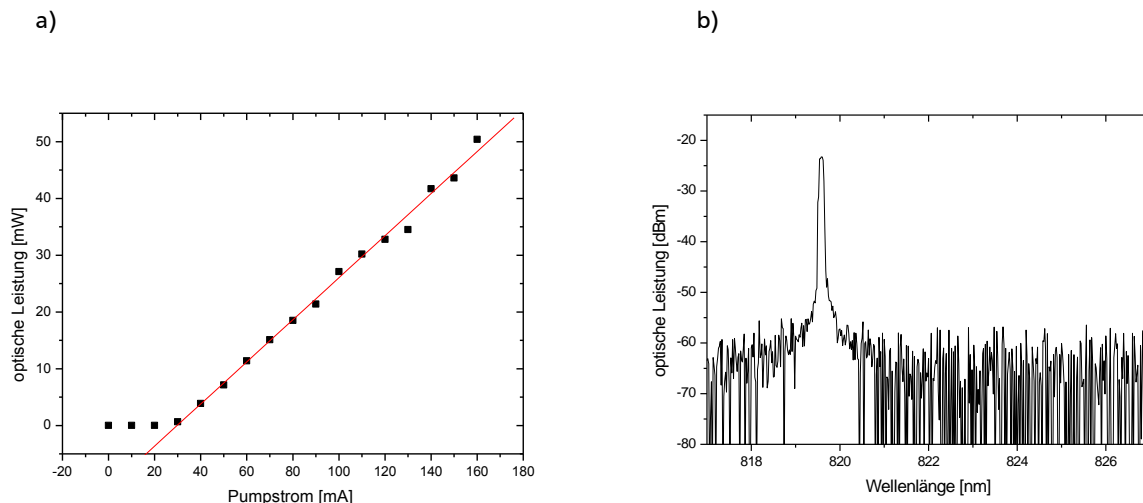


Abbildung 2-8: a) PI-Kennlinie des Lasers unter Rückkopplung, b) Spektrum bei Rückkopplung

Wird nun ein Resonatorarm zur Rückkopplung verwendet, verschiebt sich die Laserschwelle zu kleineren Strömen und liegt bei 29 mA, wie in Abbildung 2-8 a) dargestellt ist. Durch die Rückkopplung der Laserstrahlung in die Diode reduzieren sich die Verluste des Lasers, sodass die Schwelle sinkt. Bei 160 mA Pumpstrom werden nun 50 mW optische Leistung über die unbeschichtete Facette emittiert. Die Abweichungen der Kennlinie vom linearen Verlauf oberhalb von 100 mA Pumpstrom erklären sich durch die Modendynamik. Hier kommt es zu Modensprüngen und einem Wechsel zwischen Single- und Multimodemission aufgrund der Kopplung zwischen internem und externem Resonator. Diese Kopplung ist in der Restreflektivität der AR-beschichteten Facette begründet. Das Emissionsspektrum zeigt nun eine schmale Laserlinie, deren Breite durch das Auflösungsvermögen des OSA begrenzt ist.

Erhält der Laser von beiden Resonatorarmen eine Rückkopplung, so ist es möglich, den Laser auf zwei Moden zu stabilisieren wie Abbildung 2-9 zeigt. Das optische Spektrum in Teilabbildung a) wurde mit einem OSA aufgenommen. Durch die Rückkopplung mit zwei Spiegeln entstehen zwei Emissionslinien. Teilabbildung c) zeigt ebenfalls ein optisches Spektrum mit zwei Emissionslinien. Hier wurde die Rückkoppelstärke jedoch durch eine Dejustage der Rückkopplung verringert. In der logarithmischen Darstellung erscheinen die Moden in c) in den Flanken etwas breiter, es ist jedoch keine Mehrmodigkeit zu erkennen. Das Auflösungsvermögen des OSA reicht nicht aus, um zu erkennen, ob die Linien aus einer oder mehreren longitudinalen Moden bestehen. Erst die Messungen mit dem Scanning-FPI, die in Teilabbildung b) und d) dargestellt sind, zeigen, dass die Emissionslinien in a) je nur aus einer einzigen longitudinalen Mode bestehen, während in d) zu erkennen ist, dass die Emissionslinien in diesem Fall eine Vielzahl von longitudinalen Moden enthalten.

Da zahlreiche Anwendungen eine monochromatische THz-Strahlung mit schmaler Linienbreite erfordern, wird bei allen Experimenten durch die Überwachung der Laseremission mit dem FPI sichergestellt, dass die Emissionslinien jeweils nur aus einer longitudinalen Mode bestehen.

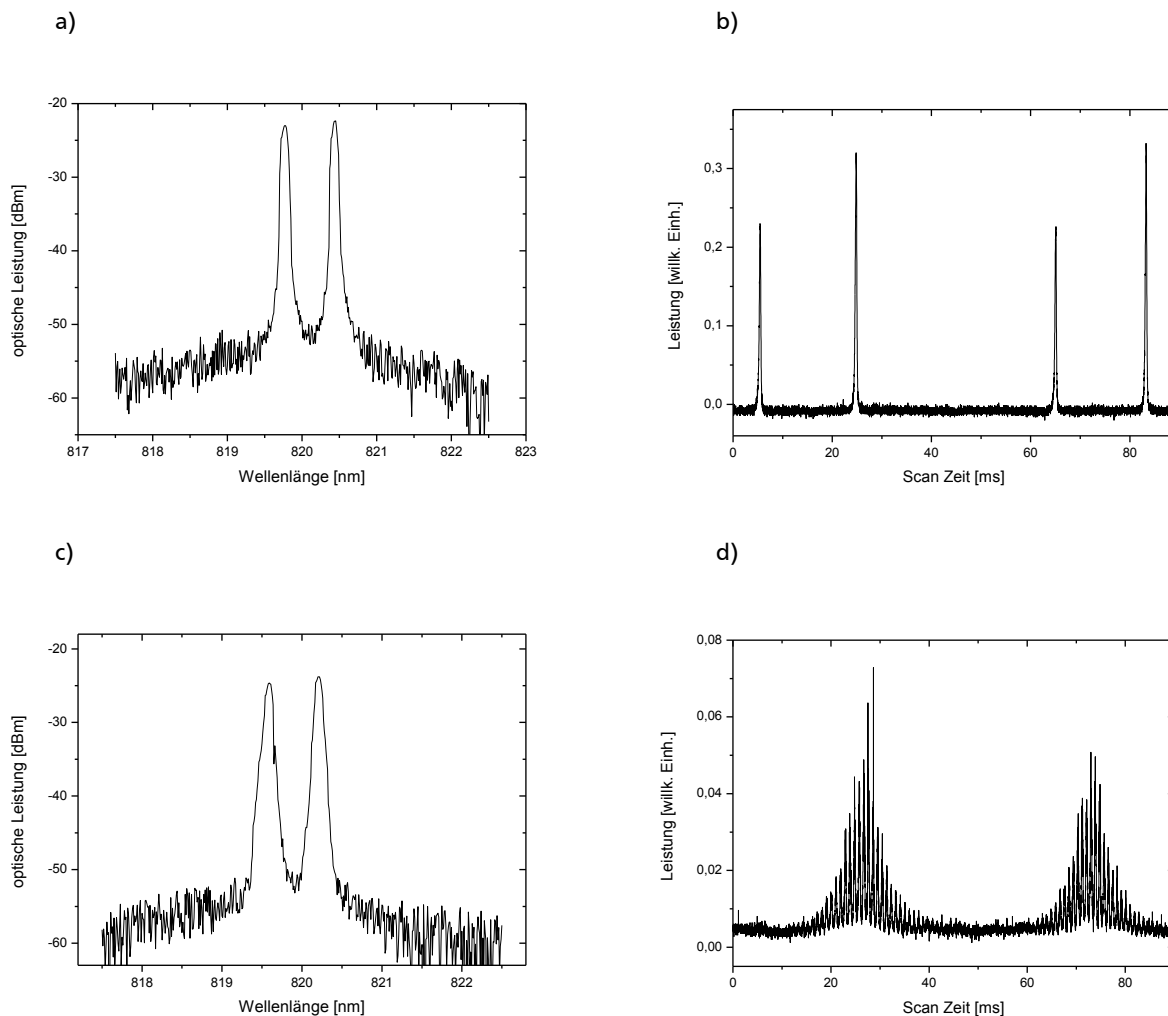


Abbildung 2-9: a) Optisches Spektrum bei optimaler Rückkopplung gemessen mit einem OSA mit einem Auflösungsvermögen von 0,1nm, b) zugehöriges FPI-Spektrum, c) optisches Spektrum bei verringerter Rückkopplung und d) zugehöriges FPI-Spektrum. Trotz ähnlicher Spektren in a) und c) bildet sich bei verringerter Rückkopplung ein Multimoden-Spektrum, welches erst im FPI-Spektrum d) identifiziert werden kann.

Wie die bisherigen Ergebnisse zeigen, kann der Laser mit Hilfe der externen Rückkopplung zwei Moden emittieren. Der Aufbau bietet darüber hinaus aber auch die Möglichkeit, die Differenzfrequenz der Moden zu verändern. Durch Verkippen der Rückkoppelspiegel M1 und M2 werden jeweils die zurückgekoppelten Spektralanteile variiert, sodass beide Wellenlängen unabhängig voneinander eingestellt werden können. Somit ist auch die Differenzfrequenz gezielt einstellbar. Der Abstimmbereich der Zwei-Moden-Quelle reicht von 200 GHz bis zu 3,2 THz. In Abbildung 2-10 sind die entsprechenden Spektren dargestellt. Innerhalb dieses Bereichs ist es möglich den Zwei-Moden-Betrieb zu gewährleisten. Bei größeren Differenzfrequenzen ist es zwar immer noch möglich zwei Modengruppen zu erzeugen, allerdings bestehen diese dann aus mehreren longitudinalen Moden.

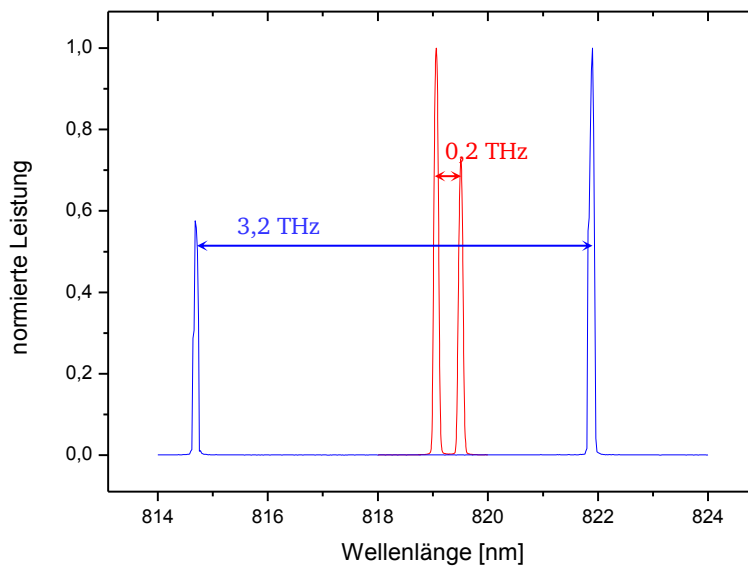


Abbildung 2-10: Optische Spektren mit $\Delta\lambda=0,45$ nm (0,2 THz) und $\Delta\lambda=7,21$ nm (3,2 THz). Die Spektren stellen die Grenzen des Bereichs dar, in dem ein Zwei-Moden-Betrieb möglich ist. Für den kleineren Modenabstand von $\Delta\lambda=0,45$ nm beträgt die emittierte Leistung 27 mW und für den Modenabstand von $\Delta\lambda=7,21$ nm wurden 29 mW emittiert.

Die beiden emittierten Wellenlängen bilden eine Schwebung, deren Einhüllende gerade der Differenzfrequenz entspricht. Diese Schwebung kann mit Hilfe eines Interferometers gemessen werden. In dieser Arbeit wird ein Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometer (FTIR) der Firma Bruker Optics verwendet. Durch geeignete Wahl des Strahlteilers sowie der Detektoren, kann dieses Spektrometer vom sichtbaren Spektralbereich bis in den THz-Bereich verwendet werden. Die Funktionsweise des Interferometers und eine kurze Einführung in die Fourier-Transform-Spektroskopie ist in Anhang A zu finden.

Mit Hilfe des FTIR können die Interferogramme der NIR-Laserstrahlung aufgenommen werden. In Abbildung 2-11 ist ein Interferogramm für den Fall des Zwei-Moden-Betriebs dargestellt. Bei kleiner Variation der Wegunterschiede der beiden Interferometer-Arme zeigt sich zunächst die Interferenz der Trägerwelle (a). Bei größeren Änderungen der Wegdifferenzen erkennt man, dass die Amplitude der Interferenz variiert und von einer Schwebung überlagert wird (b). Die Periode der Schwebung beträgt $720\text{ }\mu\text{m}$ und entspricht damit exakt der Wellenlänge der Differenzfrequenz der beiden Moden von $721\text{ }\mu\text{m}$. Die Schwebung zeigt eine große Modulationstiefe, sodass es bei destruktiver Interferenz zu einer nahezu vollständigen Auslöschung kommt. Dies bedeutet, dass die Intensität der beiden NIR-Moden fast identisch ist.

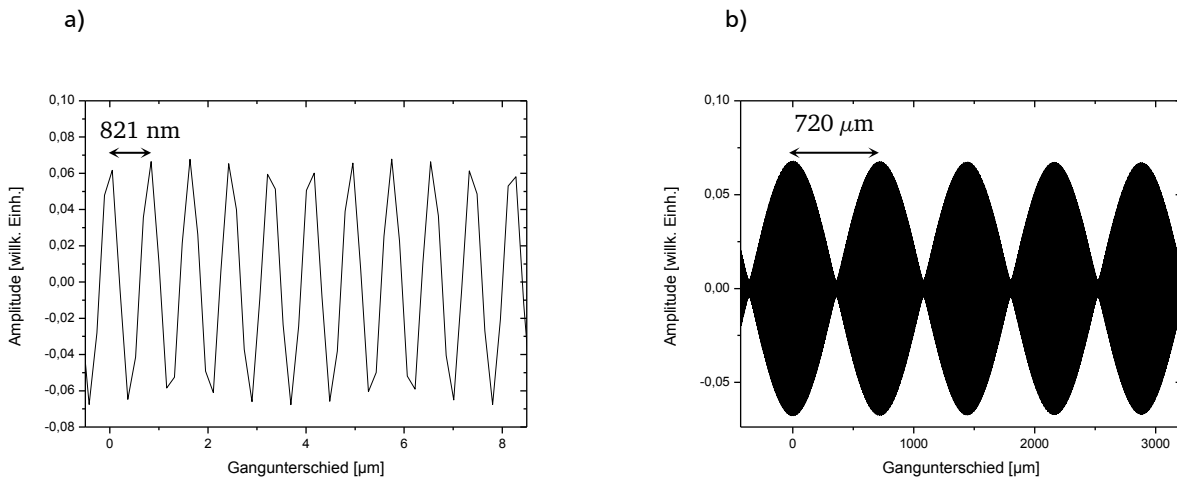


Abbildung 2-11: Interferogramm für $\Delta\lambda=1,01\text{nm}$, in a) sind die Interferenzen der Grundwelle gezeigt, b) zeigt die überlagerte Schwebung, die für große Gangunterschiede sichtbar wird.

Die Schwebung der NIR-Moden ist der Ausgangspunkt für die Erzeugung von THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen. Zunächst soll jedoch eine vertiefende Diskussion der Quelleneigenschaften erfolgen.

2.3. Diskussion der Quelleneigenschaften und -stabilität

Abbildung 2-11 zeigt die entstehende Schwebung der Zwei-Moden-Quelle für den Fall nahezu identischer Modenintensitäten. Dies stellt den optimalen Fall für die THz-Erzeugung dar. Haben die Moden unterschiedliche Amplituden, so überträgt sich dies direkt auf die Modulationstiefe wie in Abbildung 2-12 zu sehen ist.

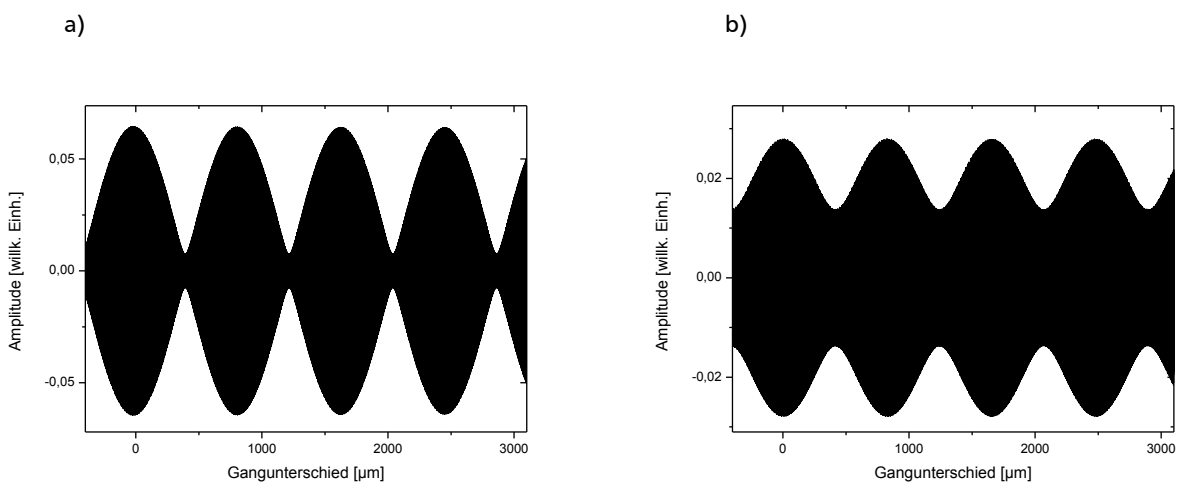


Abbildung 2-12: Interferogramm für $\Delta\lambda=0,87\text{nm}$, a) Amplitudenverhältnis von 1,3:1 und b) 3:1

In Abbildung 2-12 sind zwei Interferogramme für einen Modenabstand von 0,87 nm dargestellt, bei denen jedoch das Verhältnis der Modenintensitäten unterschiedlich ist. In a) ist ein Interferogramm für ein Modenverhältnis von 1,3:1 gezeigt, in b) beträgt das Verhältnis 3:1. Die Modulationstiefe für gleiche Modenintensität ist deutlich größer als bei unterschiedlichen Modenamplituden. Dies wirkt sich auch auf die Effizienz der THz-Erzeugung aus, da sich die Modulationstiefe über die Absorption direkt auf die Modulation des Photostroms im Photomischer überträgt. Die Leistungen P_1 und P_2 der Moden gehen in die Effizienz mit einem Normierungsfaktor N_p ein. Es gilt

$$N_p = \frac{P_{THz}}{P_{THz}^{max}} = \frac{4P_1P_2}{(P_1 + P_2)^2} \quad (2.11)$$

Die höchste Effizienz wird somit erreicht, wenn beide Moden die gleiche Leistung aufweisen. Eine detailliertere Herleitung dieses Zusammenhangs erfolgt in Kapitel 3.

Nachdem gezeigt wurde, dass der Laser zwei Moden emittieren kann, soll das Langzeitverhalten der Amplituden der Moden und der Differenzfrequenz untersucht werden. Dies ist wichtig, da viele Messungen bzw. Messreihen sich über einen Zeitraum von mehreren Minuten bis zu Stunden erstrecken können.

Die Leistungen der Einzelmoden wurden mit den Photodioden D1 und D2 gemessen während die Gesamtleistung über die Auskoppelfacette gemessen wurde. Die gemessenen Leistungen wurden auf die Gesamtleistung zu Beginn der Messung normiert, um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Wie man in Abbildung 2-13 a) sieht, ist die Gesamtleistung auch über einen längeren Zeitraum stabil und zeigt nur geringe Fluktuationen. Über den gesamten Zeitraum ist eine langsame Drift der Gesamtleistung von 3,5 % zu beobachten. Die Drift der einzelnen Moden ist mit jeweils 10% deutlich stärker ausgeprägt als die Drift der Gesamtleistung. Die Leistungen der beiden Einzelmoden sind antikorreliert. Die langsamen Änderungen der Leistungen sind auf eine Drift der Temperatur zurückzuführen, da der externe Resonator zwar durch ein Gehäuse geschützt wird, jedoch thermisch nicht vollständig isoliert ist. Aufgrund seines Volumens reagiert der Resonator jedoch sehr träge auf Temperaturschwankungen.

Die Änderung des Verhältnisses der beiden Moden nimmt gemäß (2.11) Einfluss auf die Effizienz der THz-Erzeugung. Dies ist in Abbildung 2-13 b) dargestellt. Die auftretende Änderung der Modenleistung führt hier zu einer Effizienzreduktion auf 92 und 97 % der Effizienz, die man bei exakt gleicher Modenleistung erwarten würde. Dies zeigt zum einen, dass trotz eines Verhältnisses der Modenleistungen von 3:2 die Effizienz der THz-Erzeugung nur wenig gegenüber dem idealen Verhältnis von 1:1 verringert ist (eine genauere Analyse des Normierungsfaktors erfolgt in Kapitel 3). Auf der anderen Seite macht dies aber auch deutlich, dass für sehr exakte Messungen, wie beispielsweise in der quantitativen Spektroskopie eine Überwachung und Aufzeichnung der Modenleistungen notwendig ist, um den Einfluss der sich ändernden Modenleistungen zu berücksichtigen.

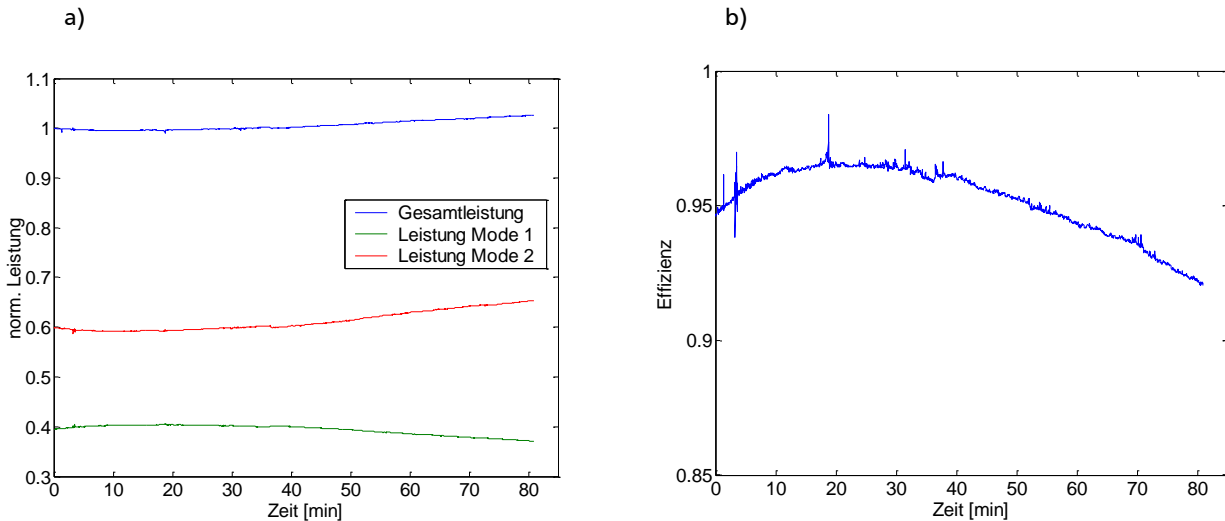


Abbildung 2-13: a) Langzeitstabilität der Leistung der Moden und der Gesamtleistung, b) Berechnung der resultierenden Effizienz der THz-Erzeugung

Um die Stabilität der Differenzfrequenz zu messen, wurden die Moden mit einem konfokalen Scanning-FPI¹² mit einem freien Spektralbereich (FSB) von 1 GHz und einem Auflösungsvermögen von 1 MHz gemessen. Der absolute Abstand der beiden Moden lässt sich zwar nicht bestimmen, da die mit dem FPI gemessene Differenz lediglich mit dem Modulo des FSB bestimmt werden kann. Es eignet sich jedoch hervorragend dafür, die Veränderung der Moden zu betrachten, sofern diese nicht abrupt durch einen Modensprung erfolgen. Abbildung 2-14 zeigt die Änderung der Differenzfrequenz über einen Zeitraum von 45 Minuten an. Man erkennt, dass sich in diesem Zeitraum die Differenzfrequenz um maximal 25 MHz verändert. Die Änderung erfolgt wieder auf Zeitskalen im Minuten-Bereich und ist auf eine Drift der Temperatur zurückzuführen.

Mit dem hochauflösenden FPI wurde zudem die Linienbreite der Lasermode gemessen. Diese haben eine FWHM-Breite von 1,4 MHz. Dieser Wert liegt sehr nahe am nominalen Auflösungsvermögen des FPI von 1 MHz und kann daher durch das Auflösungsvermögen des FPI beschränkt sein, sodass dieser Wert als obere Schranke zu betrachten ist. Aufgrund der kleinen Linienbreite der Moden wird folglich auch die erzeugte THz-Strahlung eine geringe Linienbreite aufweisen.

¹² Toptica FPI 100

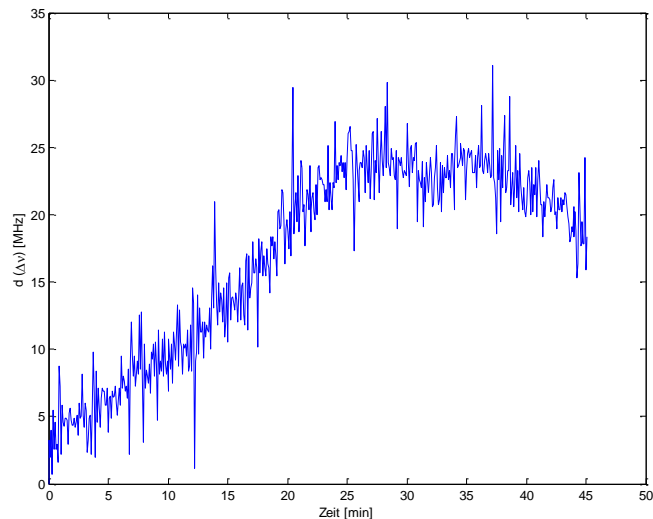


Abbildung 2-14: Stabilität der Differenzfrequenz

Mit der Laserquelle lässt sich im Bereich von 0,2 bis 3,2 THz ein kohärenter Zwei-Moden-Betrieb realisieren. Außerhalb dieses Bereiches ist lediglich ein mehrmodiger Betrieb möglich. In Abbildung 2-15 ist ein solches mehrmodiges Spektrum dargestellt. Für diese Messung wurde der Resonator absichtlich dejustiert, um eine mehrmodige Emission zu erhalten. In diesem Fall werden zwei Modengruppen mit einem Abstand von 27 cm^{-1} emittiert. Das Spektrum zeigt, dass in beiden Modengruppen Multimodigkeit vorliegt. Allerdings genügt das Auflösungsvermögen von $0,075\text{ cm}^{-1}$ nicht, um den longitudinalen Modenabstand aufzulösen, sodass die Modenstruktur vermutlich reichhaltiger ist.

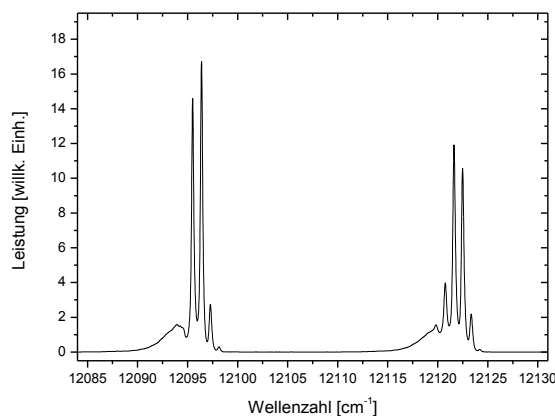


Abbildung 2-15: mehrmodiges Spektrum

Werden im Laser mehr als zwei Moden erzeugt, so wirkt sich dies natürlich auch auf die Form der Schwebung aus. Abbildung 2-16 zeigt das zugehörige Interferogramm für einen Betrieb mit mehreren Moden und unterschiedlichen Amplituden. Neben der THz-Schwebung erkennt man nun auf größeren Zeitskalen weitere Modulationen, die durch die Moden innerhalb der Laserlinien erzeugt werden.

Dennoch erfolgt auch in diesem Fall eine Modulation mit der THz-Frequenz, sodass auch im mehrmodigen Betrieb eine Erzeugung von THz-Strahlung möglich ist.

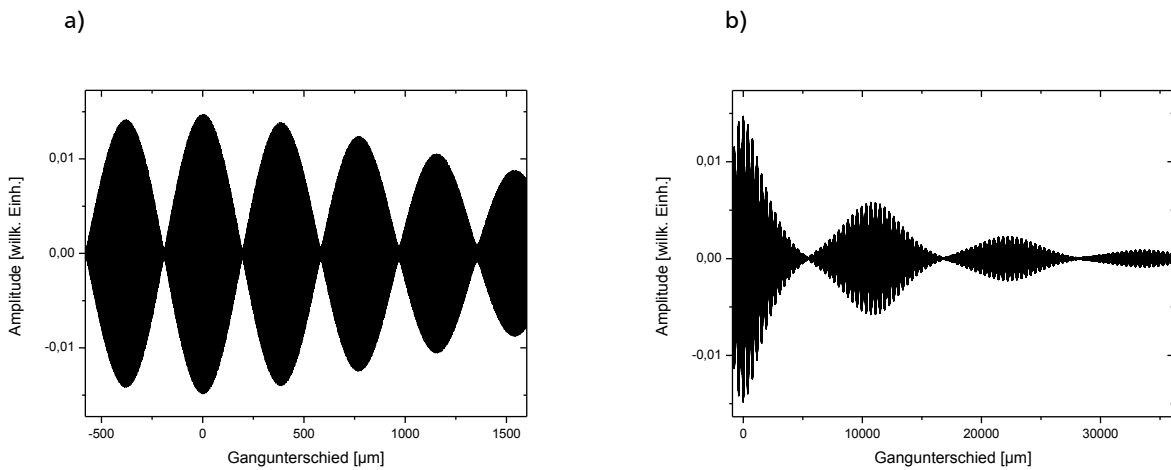


Abbildung 2-16: a) und b) FTIR Interferogramm für ein mehrmodiges Spektrum

Mit der hier dargestellten und charakterisierten Zwei-Moden-Quelle steht somit eine optische Quelle zur Verfügung, die ein Schwebungssignal zur Modulation des Widerstandes erzeugt. Die beiden Moden werden in einem einzigen Laserchip erzeugt und haben somit einen inhärenten perfekten Überlapp. Zudem erfahren sie die gleichen Fluktuationen der Betriebsparameter, sodass die Differenzfrequenz trotz möglicher Fluktuationen der Betriebsparameter sehr stabil bleibt und somit eine geringe THz-Linienbreite ohne aufwändige externe Stabilisierung der Lasermode erreicht werden kann.

Im folgenden Kapitel wird nun auf die Erzeugung, Charakterisierung und Anwendung von THz-Strahlung eingegangen.

3. THz-Erzeugung durch Photomischen mit photoleitenden Antennen

In Abbildung 3-1 ist nochmals das Prinzip der Dauerstrich-THz-Erzeugung dargestellt. Die beiden Laserfrequenzen ω_1 und ω_2 bilden eine Schwebung mit der Frequenz $\omega_{THz} = \omega_1 - \omega_2$. Diese wird auf den Photomischer gestrahlt und dort vom Photoleiter absorbiert. Durch die Absorption der Schwebung wird die Ladungsträgerkonzentration und damit auch die Leitfähigkeit des Photomischers periodisch moduliert. Mittels einer Biasspannung wird die Leitfähigkeitsmodulation in einen modulierten Photostrom überführt. Diese Modulation des Photostroms ist der Ursprung der THz-Strahlung, die schließlich von der Antenne abgestrahlt wird.

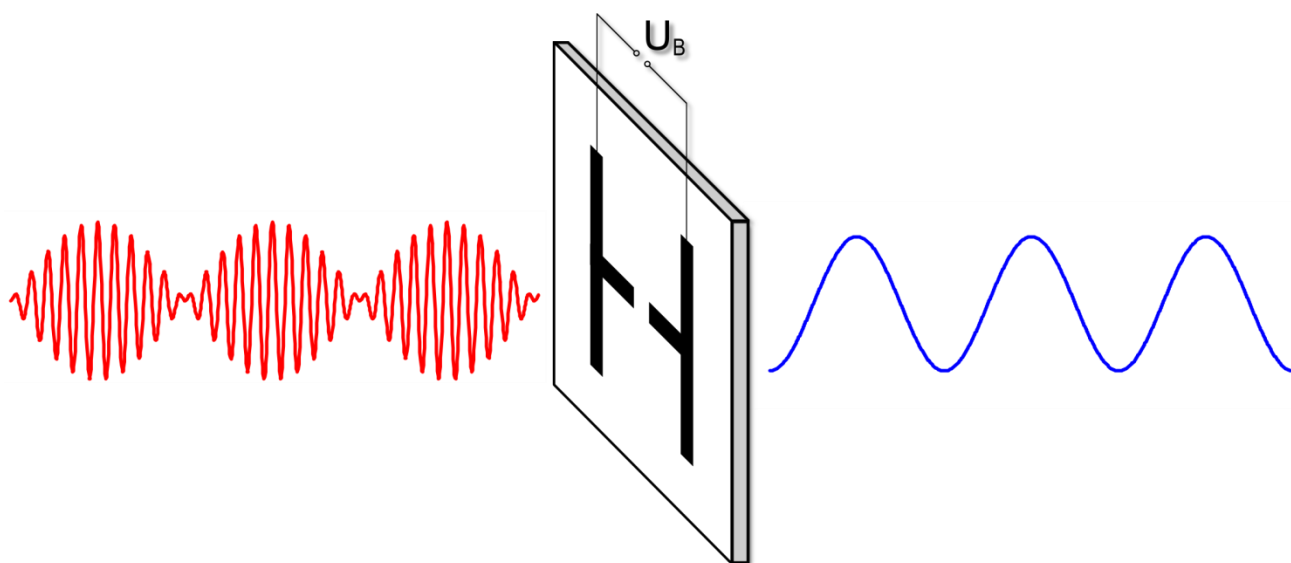


Abbildung 3-1: Prinzip der THz-Erzeugung

Nachdem im vorigen Kapitel die Erzeugung der optischen Schwebung im Mittelpunkt stand, wird nun das Hauptaugenmerk auf die Erzeugung und Charakterisierung der THz-Strahlung gelegt werden. Hierzu sollen zunächst die Grundlagen der Erzeugung von Dauerstrich-THz-Strahlung besprochen werden. Daran anschließend werden verschiedene experimentelle Konfigurationen zur Erzeugung und Anwendung von THz Strahlung dargestellt. Dies umfasst zum einen die Charakterisierung der erzeugten THz Strahlung hinsichtlich der Betriebsparameter, der Frequenz und Strahleigenschaften, zum anderen aber auch zahlreiche Anwendungen wie Transmissionsmessungen, Untersuchungen von dynamischen Prozessen und bildgebende Verfahren.

3.1. Grundlagen des Photomischens

Leitfähigkeit des Photomischers

Der Zusammenhang zwischen dem angelegten elektrischen Feld E_{bias} und der Stromdichte j ist durch die Leitfähigkeit σ gegeben. Die Leitfähigkeit wiederum wird durch die Dichte ρ der Ladungsträger und deren Mobilität μ bestimmt.

$$j = \sigma E_{bias} = e(\rho_e \mu_e + \rho_l \mu_l) E_{bias} \quad (3.1)$$

Der Index e bezeichnet hierbei die Elektronen während der Index l die Löcher bezeichnet. Die Ladungsträger tragen die Elementarladung e und werden durch Absorption von Photonen erzeugt. Hierbei entstehen immer Elektronen-Loch-Paare. Somit sind die Dichten der Ladungsträger für Löcher und Elektronen identisch. Ein Photon mit der Energie $h\nu$, welche größer als die Energie der Bandlücke ist, erzeugt mit der Wahrscheinlichkeit η_{ext} , der extrinsischen Quanteneffizienz, ein Elektron-Loch-Paar, welches dann im Mittel nach einer Zeit τ , die als Ladungsträgerlebensdauer bezeichnet wird, wieder rekombiniert. Für die Ratengleichung der Ladungsträgerdichte erhält man somit:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \eta_{ext} \frac{P(t)}{h\nu \cdot V} - \frac{\rho}{\tau} \quad (3.2)$$

Hierbei ist $P(t)$ die optische Leistung und V das betrachtete Volumen. Um eine Lösung der Gleichung zu bestimmen, muss noch das zeitliche Verhalten der optischen Leistung betrachtet werden.

Das elektrische Feld der Schwebung ist eine Überlagerung der beiden linear polarisierten, kollinearen Moden mit Amplituden E_1 und E_2 :

$$E(t) = E_1 e^{i\omega_1 t} + E_2 e^{i\omega_2 t} \quad (3.3)$$

Für die zeitliche optische Leistung gilt:

$$P(t) \propto |E(t)|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t) \quad (3.4)$$

Die für den Photoleiter relevante optische Leistung ist somit:

$$P(t) = P_1 + P_2 + 2\sqrt{mP_1 P_2} \cos(\omega_{THz} t) \quad (3.5)$$

P_1 und P_2 bezeichnen die zeitlich gemittelte Leistung der jeweiligen Mode. Der Faktor m berücksichtigt die Güte des räumlichen Überlapps der Laserstrahlen und kann Werte zwischen 0 (kein Überlapp) und 1 (perfekter Überlapp) annehmen [91]. Setzt man nun (3.5) in (3.2) ein, erhält man die zu lösende Differenzialgleichung für die Ladungsträgerdichte.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \eta_{ext} \frac{P_1 + P_2 + 2 \sqrt{m P_1 P_2} \cos(\omega_{THz} t)}{h\nu \cdot V} - \frac{\rho}{\tau} \quad (3.6)$$

Als Wert für ν wird hier der Mittelwert der beiden Frequenzen verwendet. Als Lösung von (3.6) erhält man (vgl. Anhang B):

$$\rho(t) = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\eta_{ext}}{h\nu \cdot V} 2\sqrt{m P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2}} \cos(\omega_{THz} t - \varphi) + \frac{\eta_{ext} \tau}{h\nu \cdot V} (P_1 + P_2) \quad (3.7)$$

Die Phasenverschiebung $\varphi = \arctan(\omega_{THz} \tau)$ zwischen der Schwebung und der Ladungsträgerdichte ist von der eingestrahlten Frequenz und der Lebensdauer der Ladungsträger abhängig. Die Konstante ρ_0 berücksichtigt eine etwaige Ladungsträgerdichte, die bereits ohne optische Anregung vorhanden ist.

Der erste Term stellt die Lösung der homogenen Differentialgleichung dar und beschreibt das Verhalten ohne optische Anregung, d.h. $P_1 = P_2 = 0$. In diesem Fall fällt eine zu Beginn vorhandene Ladungsträgerdichte zeitlich exponentiell ab. Die charakteristische Zeitspanne ist hierbei durch die Ladungsträgerlebensdauer gegeben. Für Zeiten die deutlich größer als die Lebensdauer der Ladungsträger sind verschwindet der erste Term und das Verhalten der Ladungsträgerdichte wird maßgeblich durch die optische Anregung bestimmt. Diese erzeugt einen veränderlichen Anteil der Ladungsträgerdichte, der mit der Frequenz der Schwebung, also der Differenzfrequenz der optischen Moden, oszilliert. Dieser Term ist für die Erzeugung der THz-Strahlung verantwortlich. Der dritte Term schließlich stellt einen zeitlich konstanten Anteil der Ladungsträgerdichte dar, der proportional zur eingestrahlten Gesamtleistung ist.

Setzt man nun die gefundene Lösung in (3.1) ein und betrachtet den eingeschwungenen Zustand, d.h. $t \gg \tau$, erhält man die Photostromdichte im Photoleiter. Diese setzt sich aus einem Gleichstromanteil (DC) und einem Wechselstromanteil (AC) zusammen: $j = j_{DC} + j_{AC}$, mit

$$j_{DC} = e(\mu_e + \mu_l) \frac{\eta_{ext} \tau}{h\nu \cdot V} (P_1 + P_2) E_{bias} \quad (3.8)$$

$$j_{AC} = e(\mu_e + \mu_l) \frac{\eta_{ext} \tau}{h\nu \cdot V} \cdot \frac{2\sqrt{m P_1 P_2}}{\sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2}} \cos(\omega_{THz} t - \varphi) E_{bias}$$

Der Wechselstromanteil besitzt eine Frequenz im THz-Bereich und kann daher nicht direkt gemessen werden. Er kann aber, wie ein Vergleich der beiden Ströme in (3.8) zeigt, über den Gleichstromanteil bestimmt werden.

$$j_{AC} = j_{DC} \cdot \frac{2\sqrt{m P_1 P_2}}{(P_1 + P_2) \sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2}} \cos(\omega_{THz} t - \varphi) \quad (3.9)$$

Für die Leitfähigkeit (vgl. (3.1)) gilt somit:

$$\sigma(t) = \sigma_0 \left(1 + \frac{2\sqrt{m P_1 P_2}}{(P_1 + P_2) \sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2}} \cos(\omega_{THz} t - \varphi) \right) \quad (3.10)$$

wobei die DC-Leitfähigkeit durch

$$\sigma_0 = e(\mu_e + \mu_l) \frac{\eta_{ext} \tau}{h\nu \cdot V} (P_1 + P_2) \quad (3.11)$$

gegeben ist.

Abstrahlung der THz-Leistung

Durch die Absorption der Laser wird die Leitfähigkeit des Photomischers mit Frequenzen im THz-Bereich moduliert. Durch die angelegte Biasspannung führt dies zu einem modulierten Photostrom. Die elektrische Leistung wird nun in die Antenne eingespeist und von dieser als elektromagnetische Welle abgestrahlt. Die Kombination von Mischer und Antenne ist in den Ersatzschaltbildern in Abbildung 3-2 dargestellt. Teilabbildung a) spiegelt die tatsächliche experimentelle Anordnung wider mit einer konstanten Biasspannung U_B und dem durch die Schwebung modulierten Widerstand R_M des Mischers. Zusätzlich wird noch die Kapazität des Mischers C_M berücksichtigt. Die Antenne wird durch ihren Widerstand R_A repräsentiert. Die abgestrahlte THz-Leistung kann über die Lösung der Differentialgleichung für die Spannung am Photomischer berechnet werden [53].

Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Spannungsquelle zusammen mit dem modulierten Widerstand des Photomischers zu einer idealen Stromquelle zusammenzufassen (Abbildung 3-2b). Auch hier wird wieder die Kapazität des Mischers berücksichtigt und die Antenne wird durch ihren Widerstand repräsentiert.

Die Wirkleistung an der Antenne wird als elektromagnetische Welle abgestrahlt.

$$P_{THz} = \frac{\hat{I}_{AC}^2}{2} \operatorname{Re}\{Z\} \quad (3.12)$$

\hat{I}_{AC}^2 bezeichnet hierbei die Amplitude des AC-Photostroms wobei der Stromfluß durch den im Mischer relevanten Querschnitt A betrachtet wird: $I = jA$. Der Scheinwiderstand ist:

$$Z = \left(\frac{1}{R_A} + i\omega_{THz} C_M \right)^{-1} \quad \text{und damit} \quad \operatorname{Re}\{Z\} = \frac{R_A}{1 + (R_A \omega_{THz} C_M)^2}. \quad (3.13)$$

Für die abgestrahlte THz-Leistung erhält man somit:

$$P_{THz}(\omega_{THz}) = 2I_{DC}^2 \cdot \frac{mP_1P_2}{(P_1 + P_2)^2} \cdot \frac{R_A}{[1 + (R_A \omega_{THz} C_M)^2][1 + \omega_{THz}^2 \tau^2]}. \quad (3.14)$$

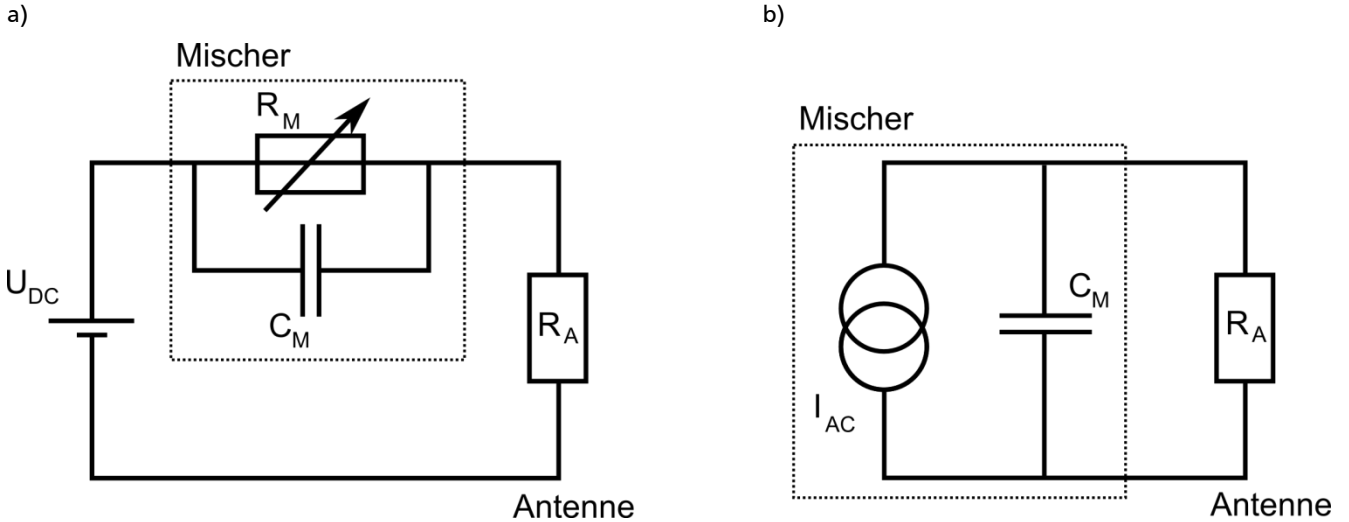


Abbildung 3-2: Ersatzschaltbilder des Emitters: a) Das Ersatzschaltbild spiegelt die experimentellen Verhältnisse wider, der Photomischer wird durch einen variablen Widerstand und seine Kapazität repräsentiert. b) Der Photomischer wird zusammen mit der Biasspannung durch eine Stromquelle repräsentiert.

Anhand von Gleichung (3.14) können einige Eigenschaften der THz-Erzeugung mit Photomischern analysiert werden und gleichzeitig auch Anforderungen an das Material des Photomischers formuliert werden.

- Die emittierte Leistung der THz-Strahlung steigt quadratisch mit dem erzeugten Photostrom

$$P_{THZ} \propto I_{DC}^2$$

- Da der Photostrom proportional zur optischen Gesamtleistung ist, ist die THz-Leistung somit auch quadratisch proportional zur optischen Gesamtleistung

$$P_{THZ} \propto P_{opt}^2$$

- Für große Frequenzen, d.h. für $R_A \omega_{THZ} C_M \gg 1$ und $\omega_{THZ}^2 \tau^2 \gg 1$ fällt die emittierte Leistung mit der vierten Potenz der Frequenz

$$P_{THZ} \propto \omega^{-4}$$

Bezüglich der Leistung der optischen Moden wird die THz-Leistung maximal für $m = 1$ und $P_1 = P_2 = \frac{P_0}{2}$. Haben die optischen Moden unterschiedliche Intensität, so verringert sich die erzeugte THz-Leistung gemäß $P_{THZ}(\omega_{THZ}) \propto \frac{P_1 P_2}{(P_1 + P_2)^2}$. Diese Skalierung ist allerdings moderat, wie Abbildung 3-3 zeigt. Dort wurde die THz-Leistung in Abhängigkeit vom Verhältnis der beiden optischen Moden normiert auf den Fall gleicher optischer Leistung aufgetragen. Es zeigt sich, dass bei einem Leistungsverhältnis von 2:1 die Effizienz auf 89% sinkt. Selbst bei einem Verhältnis von 10:1 beträgt die Effizienz immer noch 33% im Vergleich zum Optimum. Die Effizienz von 50% wird bei einem Verhältnis von 5,8:1 und 25% bei 13,9:1 erreicht. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die

Erhöhung der optischen Leistung einer Mode, während die Leistung der zweiten konstant bleibt, zu einer Erhöhung der THz-Leistung führt obwohl sich das Verhältnis der Modenleistungen vom Optimum entfernt. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass die THz-Leistung quadratisch mit der optischen Gesamtleistung skaliert.

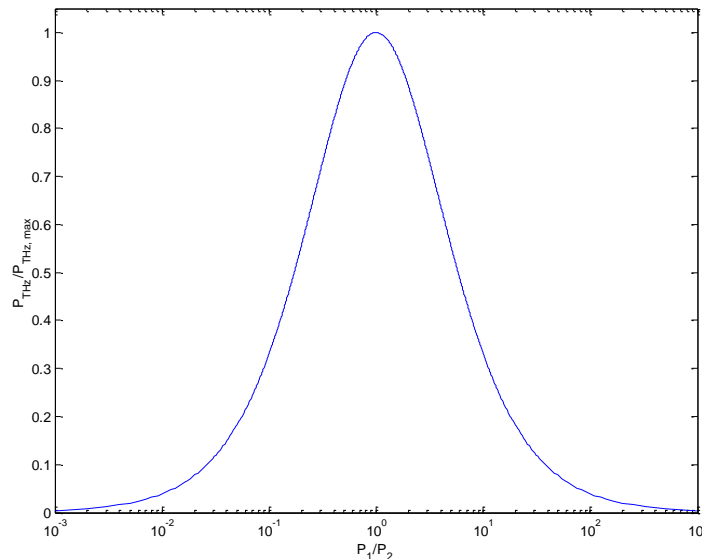


Abbildung 3-3: Zu erwartende THz-Leistung in Abhängigkeit vom Verhältnis der Leistungen der Moden

Materialanforderungen

Neben den Einflüssen, die durch die Eigenschaften des Schwebungssignals gegeben sind, kann aus Gleichung (3.14) auch auf die Anforderungen an das Material des Photomischers sowie der Antenne geschlossen werden. Die Kapazität der Antenne sollte möglichst klein sein, um auch bei hohen Frequenzen noch effektiv THz-Strahlung erzeugen zu können. Die Größe der Kapazität ist abhängig von der Geometrie der Elektroden, beträgt aber typischerweise wenige fF [92].

Eine besondere Bedeutung kommt auch der Ladungsträgerlebensdauer zu. In Abbildung 3-4 a) ist die berechnete THz-Leistung über der erzeugten THz-Frequenz aufgetragen. Die Kurven unterscheiden sich hierbei lediglich in der Lebensdauer der Ladungsträger. Man erkennt, dass für alle Lebensdauern ein Abfall der Leistung mit 40 dB pro Dekade für große Frequenzen erfolgt. In Abbildung 3-4 b) zeigt sich, dass die THz-Leistung mit steigender Lebensdauer zunächst anwächst und dann sättigt. Dies liegt daran, dass für kleine Lebensdauer ($\omega^2 \tau^2 \ll 1$) der AC-Strom gemäß (3.8) linear steigt und damit auch die THz-Leistung wächst. Für große Lebensdauern ($\omega^2 \tau^2 \gg 1$) hingegen sättigt der AC-Strom und damit auch die THz-Leistung. Der DC-Anteil des Stroms hingegen wächst linear mit der Lebensdauer. Dieser DC-Strom setzt im Mischer eine Leistung um, die zu einer Erwärmung des Mischers führt. In realen Systemen beschädigt diese Wärme den Mischer, sodass der DC-Strom durch eine Zerstörschwelle beschränkt ist. Soll also der Emitter nicht beschädigt werden, so sinkt die THz-

Leistung für wachsende Lebensdauern wieder und es existiert eine auf die Frequenz angepasste optimale Ladungsträgerlebensdauer [93, 94]:

$$\tau_{opt} = \frac{1}{\omega_{THz}} . \quad (3.15)$$

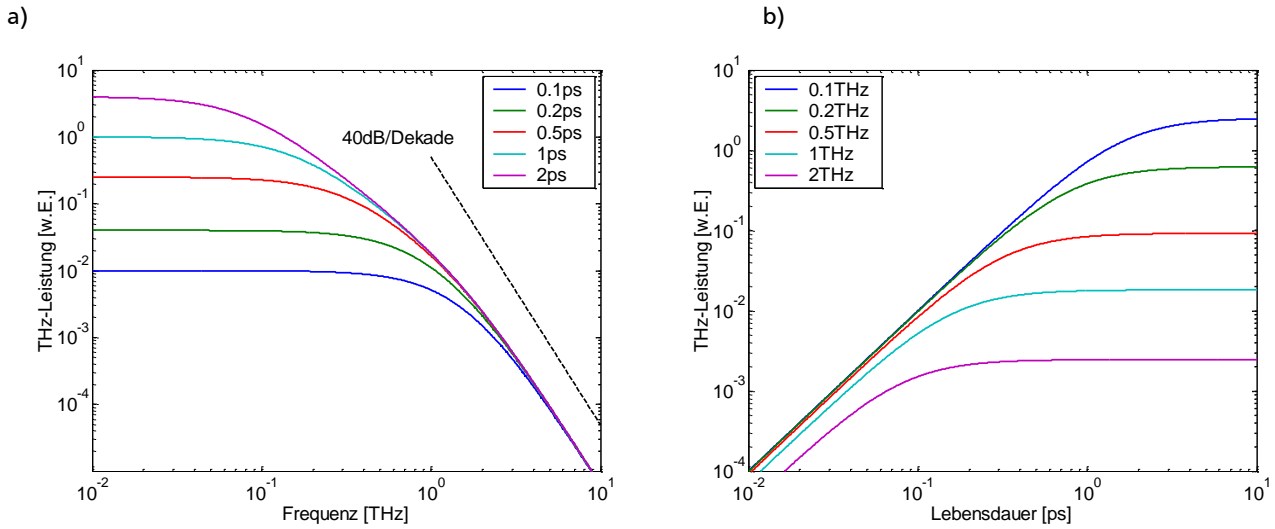


Abbildung 3-4: Berechnete THz-Leistung gemäß Gleichung (3.14). a) Terahertzleistung als Funktion der THz-Frequenz und b) als Funktion der Ladungsträgerlebensdauer. Für beide Rechnungen wurde $R_A = 50\Omega$ und $C_M = 2fF$ angenommen

Aus der Abhängigkeit der abgestrahlten THz-Leistung von den Parametern lassen sich leicht Anforderungen an das Material des Photomischers ableiten. Zunächst muss das Material des Photoleiters eine Bandlücke haben, die kleiner als die Photonenenergie der verwendeten optischen Strahlung ist, damit die Photonen absorbiert werden können. Zudem sollte die Absorption möglichst effizient sein, um viele Ladungsträger zu erzeugen.

Die Lebensdauer der Ladungsträger sollte auf die zu erzeugende THz-Frequenz angepasst sein. Sie muss also klein genug sein, um eine Modulation im gewünschten THz-Bereich zu ermöglichen, sollte aber nicht zu klein sein, damit die Effizienz der Erzeugung hoch bleibt. Auch sollten die Ladungsträger eine hohe Mobilität aufweisen, um eine gute Photoleitung zu gewährleisten. Die Leitfähigkeit im unbeleuchteten Zustand hingegen sollte möglichst klein sein, um Dunkelströme gering zu halten. Schließlich sollte das Material eine hohe Durchschlagsfeldstärke haben, damit hohe Bias-Felder angelegt werden können.

LT-GaAs

Ein Material, das die genannten Anforderungen erfüllt ist bei niedrigen Temperaturen gewachsenes Galliumarsenid (LTG-GaAs¹³) [95]. Es ist derzeit das Standard-Material für die Herstellung photokonduktiver Schalter und Mischer, welche bei einer Wellenlänge um 800 nm betrieben werden. LT-GaAs wird durch Molekularstrahlepitaxie (MBE¹⁴) auf GaAs-Substraten gewachsen. Das Wachstum erfolgt unter Arsen-Überdruck und bei Temperaturen im Bereich 180-300 °C. Diese Temperatur ist deutlich niedriger als beim Wachstum herkömmlichen GaAs, welches bei etwa 600 °C hergestellt wird. Die veränderten Wachstumsparameter führen zu einem nicht-stöchiometrischen Wachstum, sodass LT-GaAs ein As-Überschuss von 1 - 2 % aufweist [96]. Dieser As-Überschuss führt zur Bildung von Störstellen im Kristall wie As-Antisites (As_{Ga}), Ga-Vacancies (V_{Ga}) und As-Interstitials (As_i) [97, 98], deren Dichte mit steigender Wachstumstemperatur sinkt [99]. Die Störstellen erzeugen in der Mitte der Bandlücke elektronische Zustände [100, 101], welche eine kurze Lebensdauer der Ladungsträger im sub-Pikosekundenbereich bedingen [102].

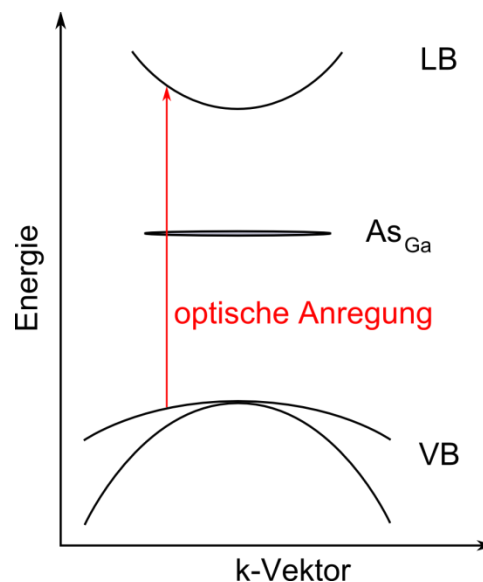


Abbildung 3-5: Schematische Bandstruktur von LT-GaAs, Die elektronischen Defektzustände haben eine kurze Ladungsträgerlebensdauer und eine erhöhte Leitfähigkeit zur Folge

Aufgrund der großen Dichte der Störstellen, bildet sich ein zusätzliches Störstellenband in der Mitte der Bandlücke (Abbildung 3-5), sodass Elektronen von einer Störstelle zur nächsten überspringen können und so zu einer signifikanten Leitfähigkeit des Materials beitragen (engl.: hopping conductivity) [103]. Der Widerstand des LTG-GaAs beträgt daher lediglich einige 10 Ωcm [104] und führt beim Einsatz des Materials als Photomischer zu einem hohen Dunkelstrom und damit zu einer geringen Effizienz für die THz-Erzeugung.

Erhitzt man allerdings das LT-GaAs nach dem Wachstum für wenige Minuten auf Temperaturen von ca. 600 °C, so erhöht sich der Widerstand des Materials um mehrere Größenordnungen auf Werte im Bereich von 10^6 - 10^7 Ωcm [105]. Die kurzzeitige Erwärmung des LT-GaAs wird als Ausheilen

¹³ Low temperature grown GaAs

¹⁴ Molecular Beam Epitaxy

(Annealing) bezeichnet und reduziert die Konzentration der As-Antisites. Das Arsen bildet hierbei kleine Cluster metallischen Arsens im Gitter [106]. Neben der Änderung des Widerstandes hat das Annealing aber auch Auswirkungen auf die Ladungsträgerlebensdauer. Diese hängt von der Annealingtemperatur ab und steigt etwas an [94]. Somit ist eine exakte Kontrolle und Optimierung der Wachstumsparameter notwendig, um die Materialeigenschaften auf die Designfrequenz abzustimmen.

Die Mobilität der Ladungsträger liegt im Bereich $150\text{-}3000\text{ cm}^2/\text{Vs}$. Die Werte in der Literatur streuen um mehr als eine Dekade [93]. Sie hängen neben den Wachstumsparametern auch von den Anregungsenergien ab [107].

3.2. Experimenteller Aufbau der THz-Quelle

Aufbau des THz-Emitters

Die in dieser Arbeit verwendeten THz-Antennen wurden von der Firma Batop GmbH aus Jena im Rahmen einer Kooperation zur Verfügung gestellt, sind aber auch kommerziell verfügbar. Das Material der Antennen ist LT-GaAs gewachsen auf einem Substrat aus semi-isolierendem GaAs. Die Antennenstruktur ist eine H-Dipolantenne und ist in Abbildung 3-6 a) schematisch dargestellt.

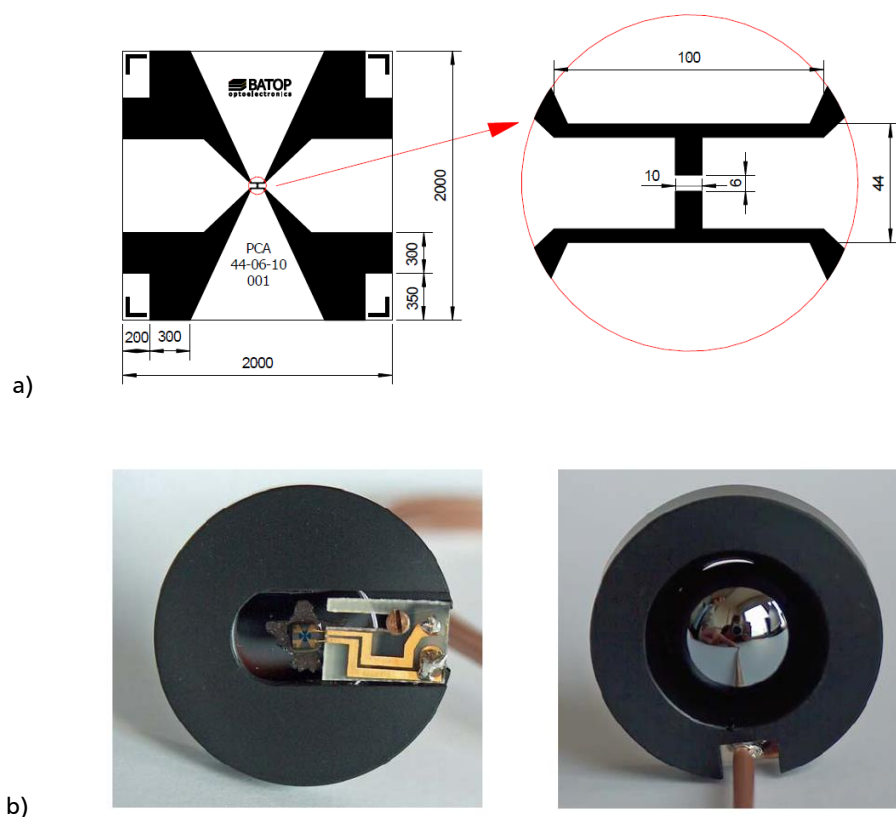


Abbildung 3-6: a) Schema der Antennenstruktur, alle Angaben in μm , b) Foto von Front- und Rückseite des gehaltenen Emitters. Neben dem Chip und der Kontaktierung ist auch die Si-Linse zu sehen (aus [108])

Das Gap der Antenne hat eine Größe von $6\ \mu\text{m}$ bei einer Breite von $10\ \mu\text{m}$. Die Länge des Dipols beträgt $44\ \mu\text{m}$, sodass die Antenne eine Resonanz bei der Designfrequenz von $1\ \text{THz}$ aufweist. Über dem Gap ist eine dielektrische Anti-Reflex-Schicht aufgebracht, um die Reflektion der nah-infraroten Strahlung zu reduzieren. Der gesamte Chip hat eine Abmessung von $2 \times 2\ \text{mm}$ und eine Dicke von $650\ \mu\text{m}$. In Abbildung 3-6 b) ist eine Foto von Vorder- und Rückseite der Antenne gezeigt. Neben dem gehaltenen Chip sind die Kontaktierungen und das BNC-Kabel für die Zuführung der Bias-Spannung zu sehen. Auf der Rückseite ist zudem eine hyperhemisphärische Silizium-Linse zu erkennen. Die Si-Linse hat zwei Funktionen. Zum einen optimiert sie die Auskoppelleffizienz der THz-Strahlung und zum anderen dient sie der Strahlformung. Sie besteht aus HRZF-Silizium mit einem spezifischen Widerstand größer $10\ \text{k}\Omega\text{cm}$.

Aufgrund des hohen Brechungsindex des GaAs beträgt der Grenzwinkel der Totalreflektion an der Grenzfläche zu Luft lediglich $\alpha_{tot} = 16^\circ$. Dies bedeutet, dass die THz-Strahlung, die die plane Grenzfläche des Substrats zur Luft unter einem größeren Winkel als α_{tot} trifft, das Substrat nicht verlassen kann. Dies führt zu deutlichen Verlusten. Um die Auskopplung zu verbessern, wird der Chip, wie in Abbildung 3-7 gezeigt, auf eine Silizium-Linse aufgebracht. Die Si-Linse liegt spaltfrei auf dem Emitterchip und hat eine vergleichbare Brechzahl wie der Halbleiterchip. Es treten daher kaum Reflektionsverluste beim Übergang vom Substrat zur Si-Linse auf. Durch den Einsatz der Si-Linse kann nun Strahlung, welche unter einem Winkel $\alpha \leq 57^\circ$ emittiert wird, das Substrat verlassen und für Experimente genutzt werden. Darüber hinaus kann die Si-Linse so ausgelegt werden, dass sie zur Strahlformung eingesetzt werden kann [109]. Durch den Einsatz der Si-Linse besitzt der emittierte THz-Strahl einen Öffnungswinkel von 15° . Dies führt dazu, dass der virtuelle Emissionspunkt der Strahlung vor dem eigentlichen Emitterchip liegt. Dies muss bei der nachfolgenden Kollimation berücksichtigt werden.

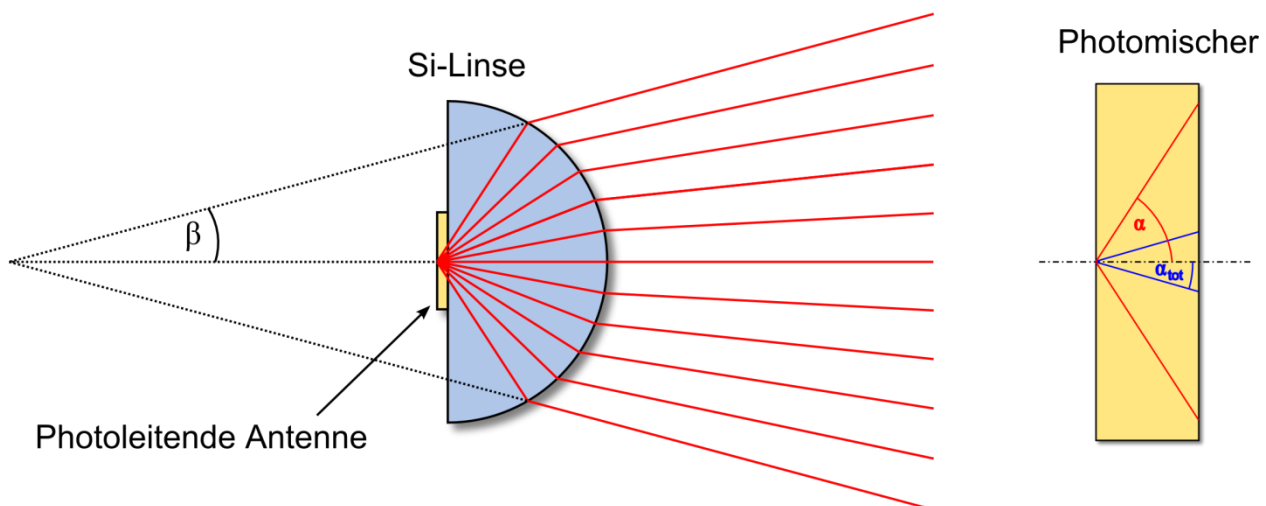


Abbildung 3-7: Einsatz einer Si-Linse zur verbesserten Auskopplung und Strahlformung

Elektronische Charakterisierung des Emitters

Wird an den Photomischer eine Spannung angelegt, so fließt auch im unbeleuchteten Zustand ein Strom durch den Photomischer. In Abbildung 3-8 a) ist der Zusammenhang zwischen Strom und Spannung für den Fall ohne Beleuchtung dargestellt. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und der Stromstärke. Der Dunkelstrom beträgt $1,25 \mu\text{A}$ bei einer Spannung von 30 V. Der Widerstand des Photomischers beträgt im unbeleuchteten Zustand $25,6 \text{ M}\Omega$.

Wird nun die Laserstrahlung mit einer Linse auf das Gap des Emitters fokussiert, werden im Gap des Mischers durch Absorption Ladungsträger erzeugt und die Stromstärke steigt an. Der Photostrom beträgt nun einige $100 \mu\text{A}$ bei typischen Betriebsparametern. In Abbildung 3-8 b) ist der Photostrom über der angelegten Vorspannung dargestellt, wobei zwischen den Kurven die optische Leistung als Parameter variiert wurde. Erwartungsgemäß ist der Photostrom bei Beleuchtung des Gaps deutlich höher, da nun freie Ladungsträger im Gap durch Absorption erzeugt werden. Allerdings ändert sich auch der funktionale Zusammenhang zwischen Spannung und Photostrom dahingehend, dass nun ein nichtlineares Verhalten beobachtet wird. Trägt man die Daten doppel-logarithmisch auf, so findet man, dass die Kurven durch $I = A \cdot U^{1,78}$ beschreiben werden können. Es spielt hierbei keine Rolle, ob die nah-infrarote Strahlung zwei Moden, also die Schwebung oder nur eine Mode beinhaltet, wie Teilabbildung c) zeigt. Der superlineare Anstieg des Photostroms mit der Spannung lässt sich über die Feldabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer erklären [110, 111, 112]. Während in [112] ein superlinearer Anstieg auch beim Dunkelstrom beobachtet wurde ist dieser in [111] wie in dieser Arbeit über den gesamten Spannungsbereich ohmsch. Die hier beobachtete Abhängigkeit des Photostroms stimmt mit den theoretischen Ergebnissen von Saeedkia [110] überein, der eine Abhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer gemäß $\tau(E) \sim E^{1,8}$ vorhersagt.

In Teilabbildung d) ist der Photostrom über der eingestrahnten optischen Leistung bei einer konstanter Bias-Spannung von 30 V aufgetragen. Man findet einen linearen Zusammenhang, wie er auch gemäß (3.10) und (3.11) zu erwarten ist. Ein Photon erzeugt im Mittel η_{ext} Ladungsträgerpaare, somit sind die Zahl der Ladungsträger und damit auch die Leitfähigkeit proportional zur Photonenzahl, also zur optischen Leistung.

In Teilabbildung e) schließlich ist der Einfluss der Polarisationsrichtung dargestellt. Der Photostrom ist von der optischen Polarisation abhängig. Der Photostrom wird maximal, wenn der E-Feld-Vektor in Richtung der Verbindungslinie der Elektroden liegt. Die Antenne wurde so ausgerichtet, dass dieser Fall gerade mit der TE-Polarisation des Lasers zusammenfällt.

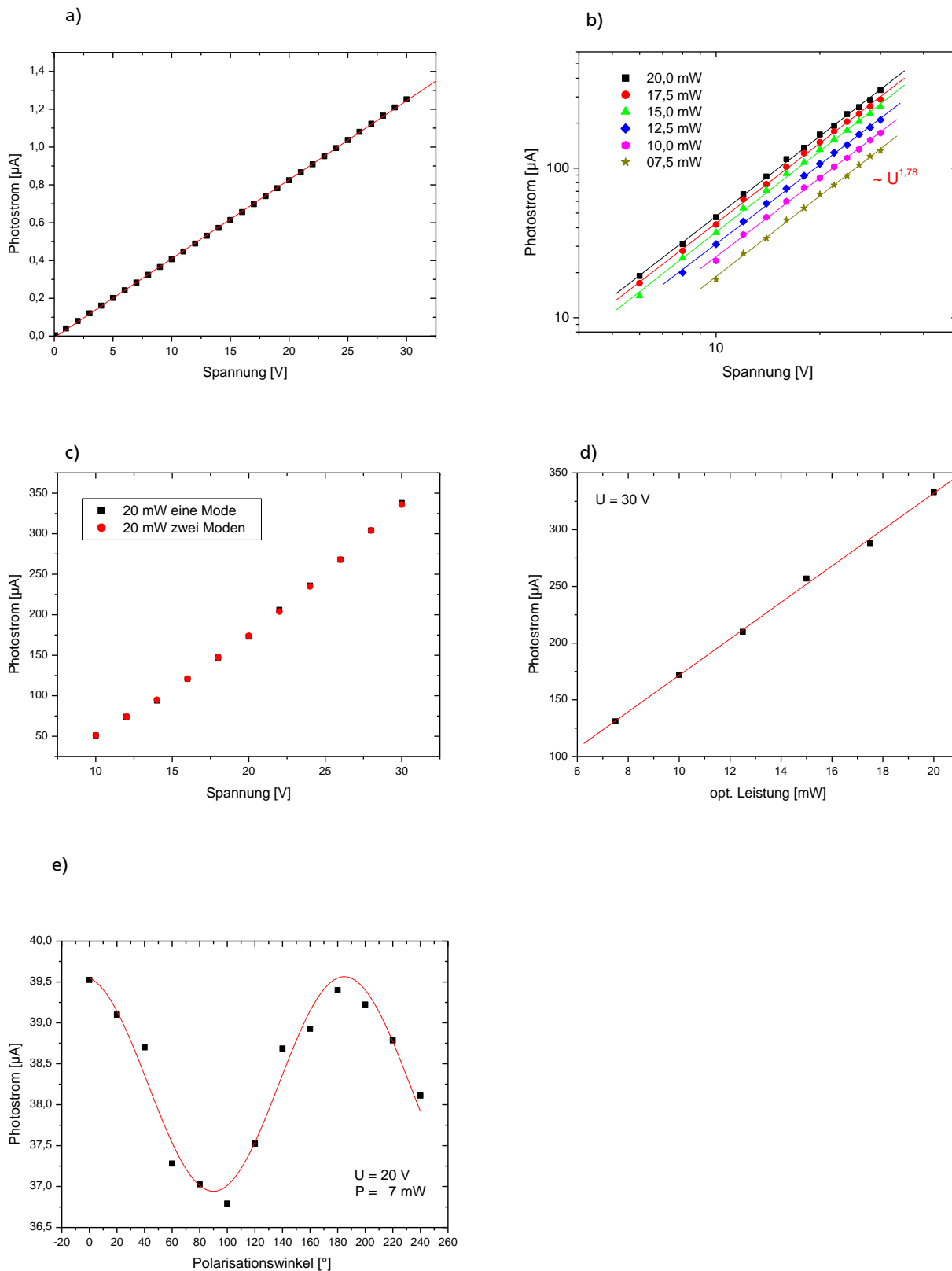


Abbildung 3-8: Elektronische Charakterisierung des Photomischers a) Dunkelstrom, b) Photostrom, c) Messung des Photostrom bei Einstrahlung einer bzw. 2 Moden, d) Photostrom in Abhängigkeit der optischen Leistung, e) Photostrom in Abhängigkeit von der optischen Polarisation

Beschreibung des Experimentellen Aufbaus zur THz-Erzeugung

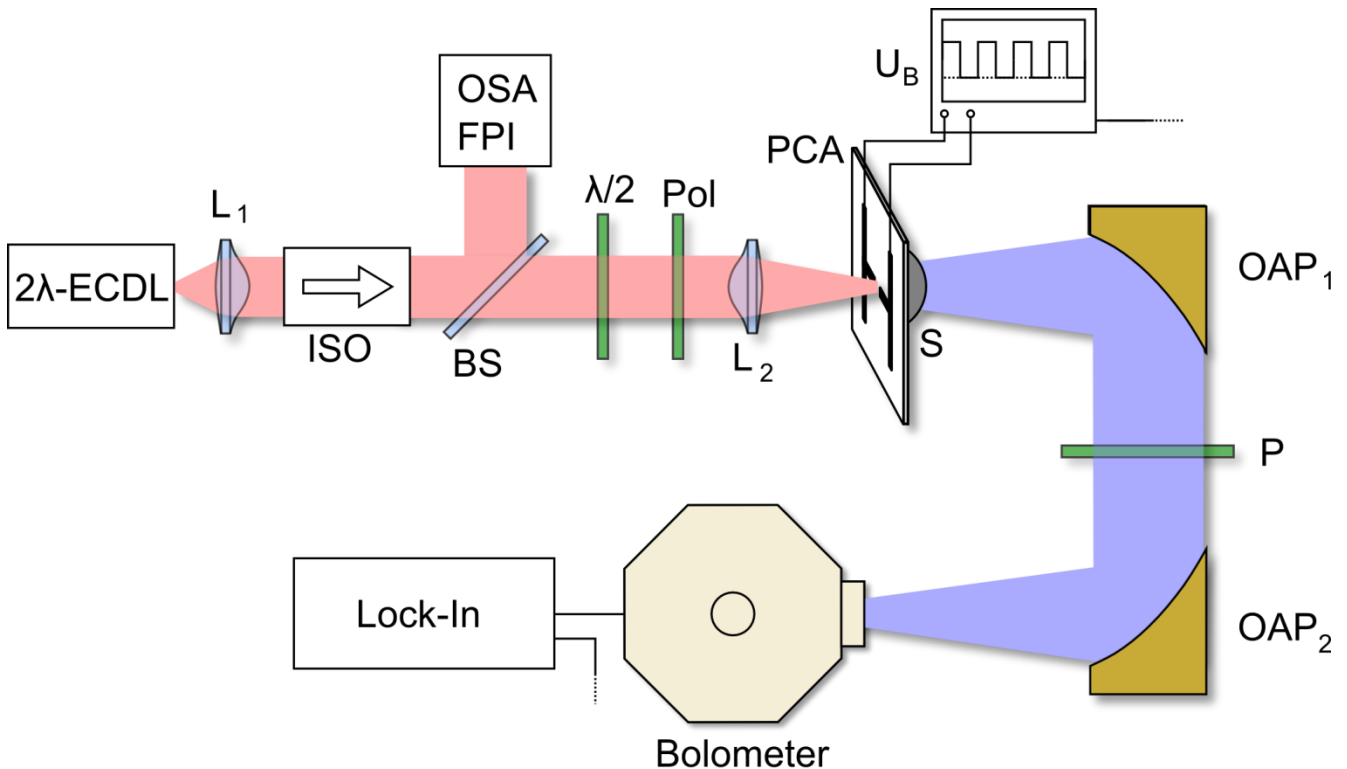


Abbildung 3-9: Experimenteller Aufbau zur THz-Erzeugung (Erklärungen der Abkürzungen im Haupttext)

Der Experimentelle Aufbau zur THz-Erzeugung ist in Abbildung 3-9 dargestellt. Die von der Zwei-Moden-Quelle emittierte Laserstrahlung wird mit der asphärischen Linse L_1 kollimiert und durchläuft zunächst einen Isolator, um Rückkopplungen in das Lasersystem zu vermeiden. Über einen Strahlteiler (BS) werden 6% der Leistung zur Überwachung der optischen Spektren abgezweigt.

Die optische Strahlung ist linear TE-polarisiert und durchläuft eine Halbwellenplatte und einen Polarisator. Der Polarisator stellt sicher, dass die optische Strahlung immer mit der gleichen Polarisationsrichtung auf den Photomischer fällt. Durch Drehen der Halbwellenplatte kann die Transmission der Kombination aus Polarisator und Halbwellenplatte und damit auch die auf den Photomischer auftreffende Leistung stufenlos variiert werden. Diese Form der Variation der optischen Leistung hat den Vorteil, dass hierbei die Betriebsparameter des Lasers unverändert bleiben. Die Variation der optischen Leistung durch eine Änderung des Pumpstroms oder der Lasertemperatur hat immer auch eine Änderung des Gewinnspektrums oder der Resonatorlänge zur Folge. Diese Änderungen würden Änderungen der Modenstruktur bewirken und einen stabilen zwei-Moden-Betrieb der Quelle verhindern, bzw. die Modenstruktur für unterschiedliche Leistungen beeinflussen.

Die optische Schwebung wird mit einer antireflex-beschichteten Asphäre (L_2) auf das Gap der THz-Antenne (PCA¹⁵) fokussiert und moduliert dort die Leitfähigkeit des Mischers. Über die Vorspannung (U_B) des Mischers wird diese Leitfähigkeitsmodulation in einen modulierten Photostrom überführt. Um

¹⁵ Engl.: Photo Conductive Antenna

das Signal-zu- Rausch Verhältnis zu verbessern, wird bei der Detektion eine Lock-In-Verstärkung eingesetzt. Daher wird die Bias-Spannung rechteckförmig mit einem Duty-Cycle von 50% moduliert. Alternativ kann auch die optische Leistung durch einen mechanischen Chopper moduliert werden. Dies führte allerdings in den Experimenten aufgrund zusätzlicher mechanischer Vibrationen zu einem höheren Rauschpegel in der Detektion.

Die abgestrahlte THz-Strahlung wird mit einem Off-Axis-Parabolspiegel (OAP_1) kollimiert. In den kollimierten Strahl können beispielsweise ein Draht-Gitter-Polarisator (P) zur Polarisationsanalyse der THz-Strahlung oder Proben zur Transmissionsmessung eingebracht werden. Mit einem weiteren Off-Axis-Parabolspiegel (OAP_2) wird die Strahlung dann auf den Detektor fokussiert.

In diesem Abschnitt wird ausschließlich eine inkohärente¹⁶ Detektion verwendet. Dies bedeutet, dass lediglich die Leistung der Strahlung gemessen wird. Demgegenüber wird bei der kohärenten Detektion sowohl die Amplitude als auch die Phase der THz-Strahlung gemessen. Eine ausführliche Erklärung zusammen mit einer experimentellen Umsetzung der kohärenten Detektion wird in Kapitel 5 gegeben.

Bei den direkten Detektoren wird die größte Sensitivität mit Bolometern erreicht. Ein Bolometer besteht aus einem Absorber, der die eintreffende elektro-magnetische Leistung in Wärme überführt. Durch die Absorption der Leistung erwärmt sich der Absorber und die Temperaturänderung wird mit einem Widerstandsthermometer gemessen oder man misst direkt die Widerstandsänderung des Absorbers. Die Messgeschwindigkeit wird durch die intrinsische thermische Zeitkonstante bestimmt, welche durch das Verhältnis aus thermischer Kapazität und Leitfähigkeit gegeben ist.

Das in dieser Arbeit verwendete Bolometer besteht aus einem im Vakuum befindlichen dotierten Si-Element, das an eine Kühlplatte angekoppelt ist. Die Kühlplatte wird mit flüssigem Helium auf einer Temperatur von 4,2K gehalten. Die Strahlung wird mit einem Winston-Cone gesammelt und auf das Bolometerelement gelenkt. Die Sensitivität des Bolometers wird vom Hersteller mit $2,39 \cdot 10^5$ V/W angegeben, wobei zusätzlich ein Vorverstärker mit einer wählbaren Verstärkung von 200 oder 1000 verwendet wird. Der sensitive Frequenzbereich wird mit Filtern eingeschränkt. Man kann zwischen Tiefpassfiltern mit einer Grenzwellenzahl von 800cm^{-1} und 100cm^{-1} wechseln.

3.3. Charakterisierung der THz-Strahlung

Zunächst soll der Einfluss der Betriebsparameter auf die emittierte Leistung untersucht werden. Abbildung 3-10a zeigt den Zusammenhang zwischen THz- und optischer Leistung. Die THz-Leistung steigt bei Erhöhung der eingestrahlten optischen Leistung quadratisch an. Der Verlauf bestätigt die theoretischen Überlegungen aus Kapitel 3.1 (vgl. Gleichung (3.14)). Die emittierte THz-Strahlung ist linear polarisiert wie die Analyse mit einem Drahtgitterpolarisator zeigt. Der Einfluss der Spannung auf die THz-Leistung ist in Teilabbildung c) dargestellt. In rot wurde der erwartete Leistungsanstieg eingezeichnet, der sich aus dem hyperlinearen Zusammenhang zwischen Photostrom und Biasspannung ergibt. Für Spannungen bis 18 V ist dieser in guter Übereinstimmung mit den

¹⁶ Häufig auch als direkte Detektion bezeichnet

Messergebnissen. Bei höheren Spannungen steigt die THz-Leistung weniger stark als von der Theorie vorausgesagt.

In Teilabbildung d) wurde die Differenzfrequenz der Moden variiert. Die größte THz-Leistung wird für Frequenzen um 1 THz erzielt, was der Designfrequenz der Antenne entspricht. Zu hohen Frequenzen ist ein deutlicher Abfall zu sehen. Die rote Kurve zeigt den durch die Theorie vorhergesagten Abfall mit der vierten Potenz der Frequenz. Dies wird durch die Messung gut bestätigt. Zu kleinen Frequenzen hin sinkt die THz-Leistung ebenfalls zunächst, steigt dann aber wieder an. Die Pfeile im Diagramm symbolisieren Wasserabsorptionslinien. Für alle Messwerte wurden als Parameter 30V Bias-Spannung und 20mW optische Leistung verwendet.

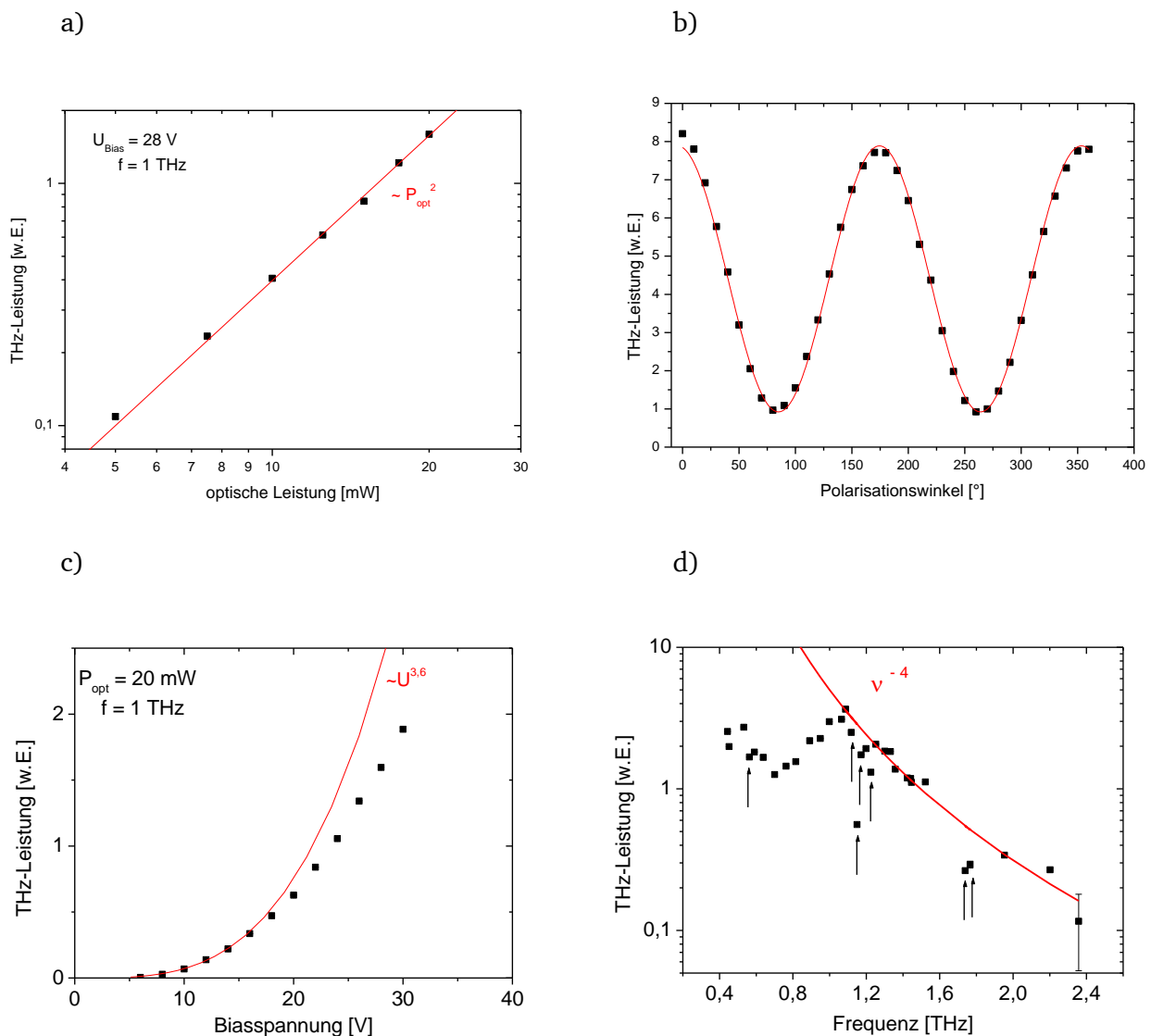
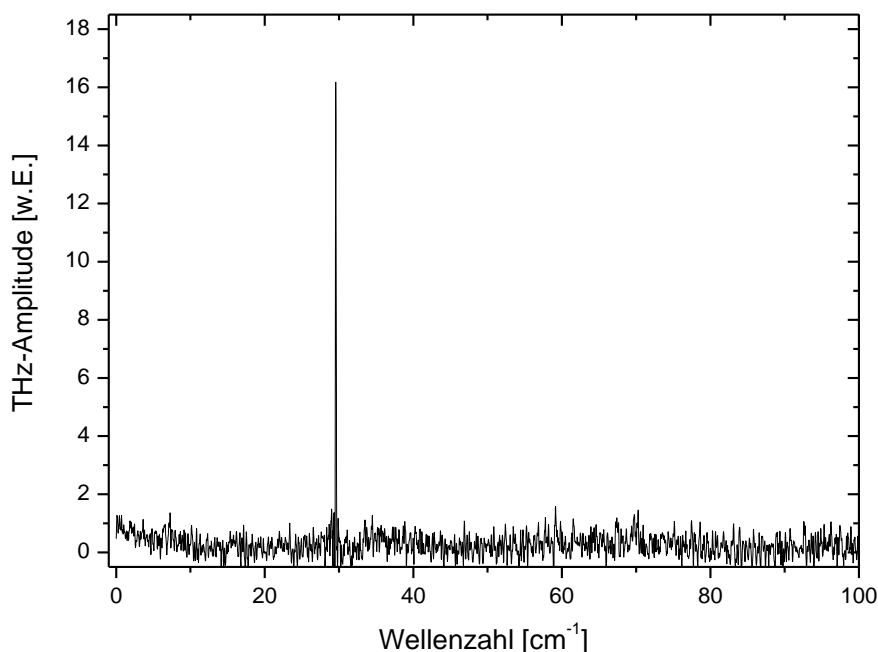


Abbildung 3-10: a) Abhängigkeit der THz-Leistung von der optischen Leistung, b) Polarisationsanalyse, c) Abhängigkeit der THz-Leistung von der Bias-Spannung, d) Frequenzgang der Antenne, die Pfeile deuten Wasserabsorptionslinien an

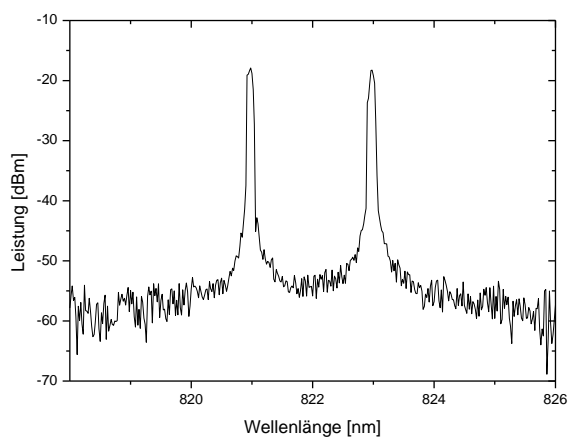
Die Detektion mit einem Bolometer ist nicht frequenzsensitiv. Man kann daher nicht zwischen der erwarteten schmalbandigen THz-Strahlung und breitbandigen Quellen wie beispielsweise thermischen Quellen unterscheiden. Um eine Frequenzauflösung zu erhalten, muss zusätzlich ein Spektralapparat

verwendet werden. Im Bereich der ferninfraroten Strahlung bieten sich hier vor allem Fourier-Transform-Spektrometer mit Reflektionsoptiken an, deren Prinzip in Anhang A beschrieben wird.

a)



b)



c)

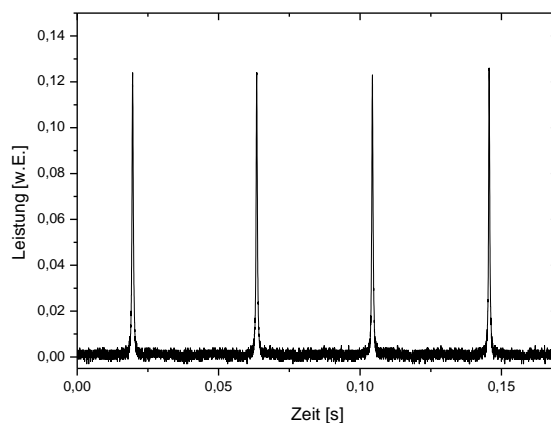


Abbildung 3-11: a) Das mit dem FTIR gemessene Spektrum der erzeugten THz-Strahlung zeigt eine einzelne Emissionsmode, b) zugehöriges optisches Spektrum und c) zugehöriges optisches FPI-Spektrum

In Abbildung 3-11 sind in der linken Spalte das THz-Spektrum (a), das optische Spektrum (b) sowie das zugehörigen optische FPI-Spektrum (c) dargestellt. Das THz-Spektrum wurde mit dem FTIR gemessen und weist eine einzige Mode bei $29,56\text{cm}^{-1}$ auf. Die Breite der THz-Emissionslinie beträgt

$0,11\text{ cm}^{-1}$ und entspricht genau der in dieser Messung verwendeten Spektrometer-Auflösung von $0,1\text{ cm}^{-1}$. Die Linienbreite ist somit durch die Auflösung der Messung beschränkt. Das zugehörige optische Spektrum wurde mit dem OSA aufgenommen und zeigt zwei Moden mit einem Abstand von $(2,00 \pm 0,02)\text{ nm}$. Dies entspricht einer Differenzfrequenz von $(887 \pm 9)\text{ GHz}$ bzw. $(29,6 \pm 0,3)\text{ cm}^{-1}$. Die Übereinstimmung zwischen der gemessenen Differenzfrequenz der NIR-Strahlung und der gemessenen Frequenz der abgestrahlten THz-Strahlung ist also exzellent. Die Messung des optischen Spektrums mit dem FPI zeigt, dass tatsächlich ein reiner Zwei-Moden-Betrieb vorliegt.

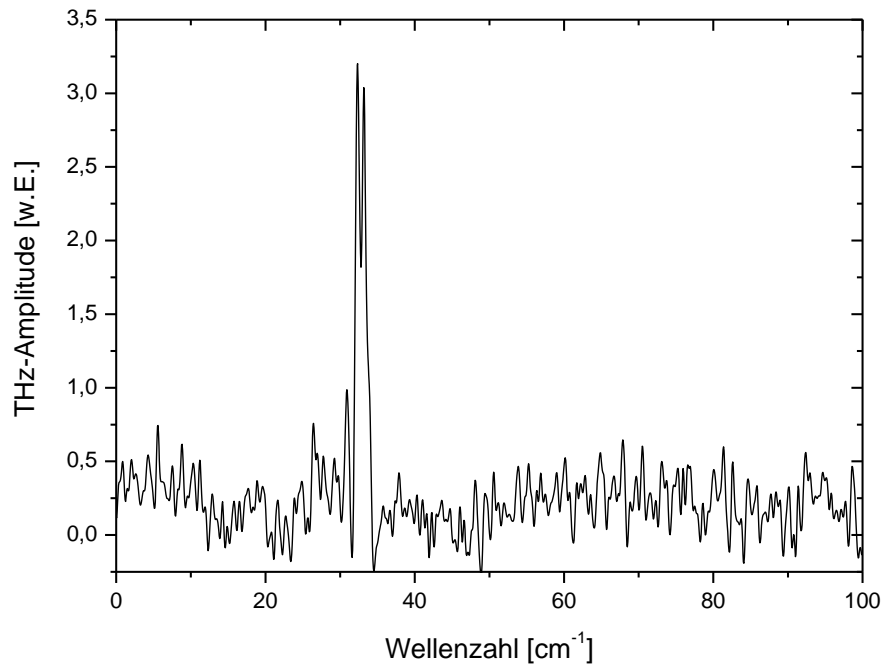
In Kapitel 2.3 wurde bereits dargestellt, dass es mit dem Lasersystem möglich ist, Modengruppen mit einem Frequenzabstand im THz-Bereich zu erzeugen, wobei die Gruppen selbst mehrmodig sind. Auch in diesem Fall lässt sich THz-Strahlung erzeugen. Diese ist nun jedoch nicht mehr einmodig, sondern weist ein breiteres Spektrum auf, wie in Abbildung 3-12 a) zu sehen ist.

Die Mehrmodigkeit im optischen Spektrum ist in der Messung mit dem OSA (b) nicht zu erkennen. Hier werden lediglich die beiden Modengruppen dargestellt. Im zugehörigen FPI-Spektrum (c) zeigt sich, dass in dieser Messung im optischen Spektrum zwei Modengruppen vorliegen, die aus einer Vielzahl von Moden bestehen.

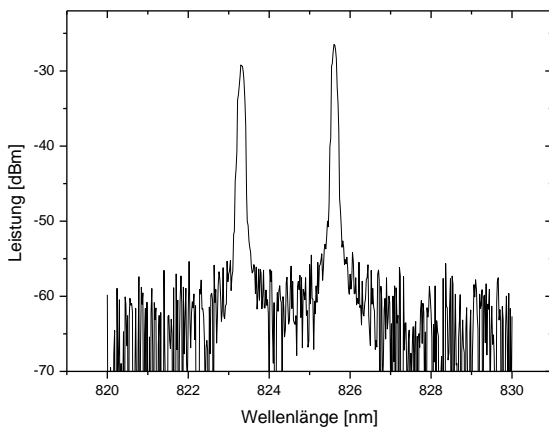
Das gemessene THz-Spektrum zeigt eine breite Verteilung um die Zentralwellenzahl von $32,76\text{ cm}^{-1}$ herum. Die Halbwertsbreite, gemessen als volle Breite bei halbem Maximum¹⁷, beträgt $1,55\text{ cm}^{-1}$. Die Emission ist hier also deutlich breiter als beim Zwei-Moden-Betrieb. Im THz-Spektrum sind zwei Hauptemissionslinien zu erkennen, welche allerdings vermutlich aus mehreren Einzellinien bestehen, wie die Messung mit dem FPI nahelegt. Diese können jedoch nicht aufgelöst werden. Der Abstand der Modengruppen wurde mit dem OSA gemessen und beträgt $(2,30 \pm 0,02)\text{ nm}$. Dies entspricht einer Differenzfrequenz von $(1014 \pm 8)\text{ GHz}$ bzw. einer Wellenzahl von $(33,8 \pm 0,3)\text{ cm}^{-1}$. Dieser Bereich überdeckt das gemessene THz-Spektrum nur teilweise. Allerdings beträgt die Messzeit für das THz-Spektrum mehrere Stunden. Dies liegt daran, dass die Spiegelverschiebung im Fourier-Transform-Spektrometer nicht kontinuierlich erfolgt, sondern das Spektrometer im Step-Scan-Modus betrieben wird. Das bedeutet, dass der Spiegel schrittweise verschoben und eine Messung nur in den jeweiligen Ruhepositionen durchgeführt wird. Dieser Betriebsmodus wird normalerweise eingesetzt, um zeitaufgelöst zu messen. In diesem Experiment hingegen wurde in jeder Messposition eine Lock-In-Detektion durchgeführt. Die Messung des optischen Spektrums mit OSA und FPI dauert hingegen nur wenige Sekunden und erfolgte hier lediglich punktuell. Aufgrund der komplexen Modendynamik im Multimode-Betrieb können eine Verschiebung des Schwerpunkts und Modensprünge während der Messung nicht ausgeschlossen werden.

¹⁷ Engl. Full width at half maximum, FWHM

a)



b)



c)

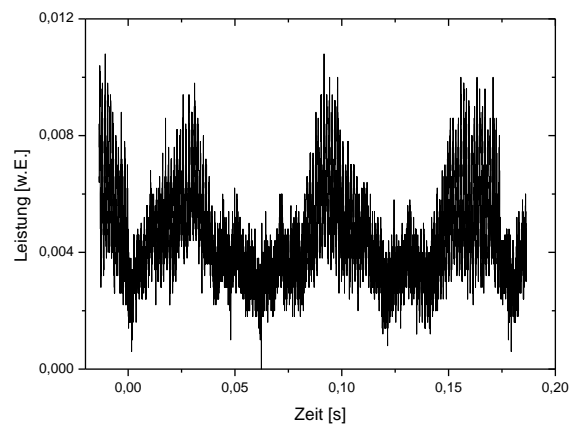


Abbildung 3-12: a) THz-Spektrum erzeugt im Multimoden-Betrieb des Lasers b) zugehöriges optisches Spektrum und c) zugehöriges optisches FPI-Spektrum

Der Vergleich zwischen dem reinen Zwei-Moden- und dem Multimoden-Betrieb zeigt, dass die THz-Erzeugung prinzipiell in beiden Betriebsarten möglich ist. Allerdings lassen sich die spektralen Eigenschaften im Zwei-Modenbetrieb mit diesem Aufbau deutlich besser kontrollieren.

Werden gezielt eine Vielzahl von äquidistanten Moden verwendet, so bietet sich die Möglichkeit TDS ohne teure Kurzpulslaser durchzuführen [113]. Es wird sich zeigen, ob dieser Ansatz in Zukunft die Verwendung von Kurzpulslasern ersetzen kann.

4. Anwendungen

Wie bereits in Kapitel 1 dieser Arbeit dargestellt wurde, gibt es zahlreiche Anwendungen für THz-Strahlung. Das in Kapitel 3 beschriebene Messsystem soll im Folgenden genutzt werden, um beispielhaft einige markante Anwendungen zu demonstrieren. Neben reinen Transmissionsmessungen wird die Durchstimmbarkeit der Quelle für spektroskopische Messungen ausgenutzt. Darüber hinaus eignet sich die Quelle aufgrund ihrer Stabilität auch zu bildgebenden Messungen. Hier werden Messungen an mehreren Testobjekten durchgeführt und der Messprozess analysiert und optimiert.

4.1. Transmissionsmessungen

In Abbildung 4-1 ist die Transmission von Luft im Bereich von 28-42 cm^{-1} gezeigt. Ein Vergleich der Transmission mit der HITRAN¹⁸ Datenbank [114] zeigt, dass die Einbrüche in der Transmission Absorptionslinien von Wasser zugeordnet werden können. In der Graphik wurden die entsprechenden Absorptionslinien mit Pfeilen markiert und der Vergleichswert aus der Datenbank angefügt. Aufgrund der starken Absorption von Wasser in diesem Bereich, genügt der Wassergehalt der Luft, um die Transmission deutlich zu reduzieren. Diese Messung zeigt, dass sich das Messsystem für spektroskopische Messungen eignet.

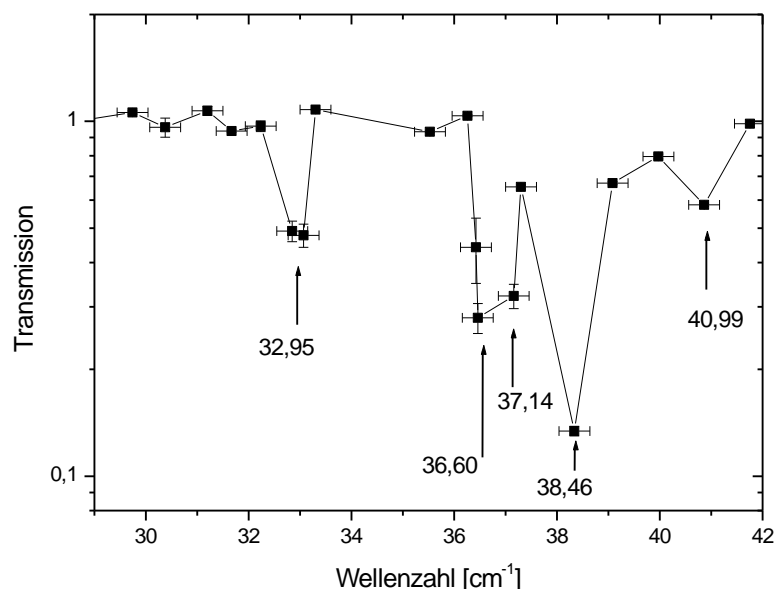


Abbildung 4-1: Transmission von Luft

¹⁸ High-resolution transmission molecular absorption database

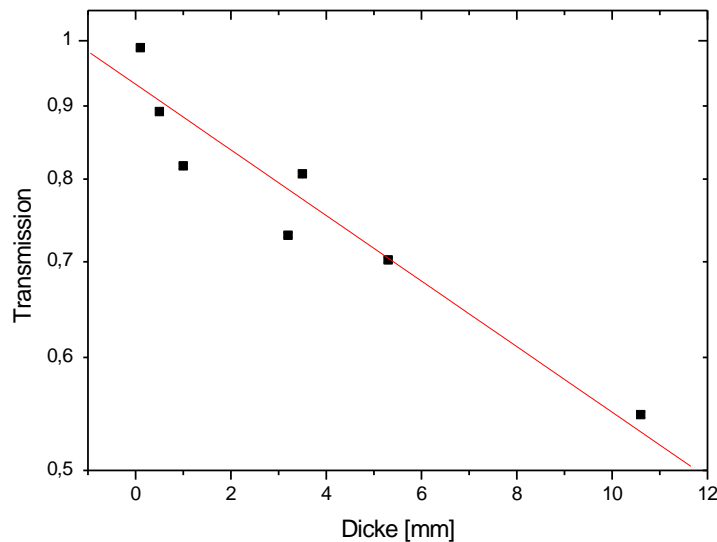
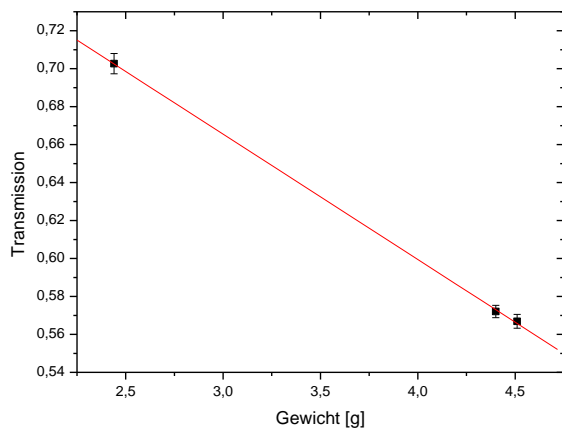


Abbildung 4-2: Transmission von Teflon in Abhängigkeit von der Probendicke

In Abbildung 4-2 ist die Transmission von Teflon für unterschiedliche Dicken semilogarithmisch dargestellt. Man erkennt tendenziell einen linearen Zusammenhang zwischen Transmission und Dicke, wie man es vom Beer'schen Gesetz erwartet. Der Absorptionskoeffizient kann aus der Steigung des Graphen berechnet werden und beträgt $(0,53 \pm 0,08) \text{ cm}^{-1}$ bei einer Frequenz von 1 THz. Dieser Wert deckt sich mit vorhandenen Literaturwerten [115]. In der gewählten semilogarithmischen Darstellung kann zwischen Reflektionsverlusten und Absorptionsverlusten unterschieden werden, da die Reflektionsverluste unabhängig von der Probendicke sind.

Die Abweichungen vom erwarteten linearen Verhalten beruhen nicht auf Messfehlern, sondern treten Aufgrund der Kohärenz der THz-Strahlung auf. Da die THz-Wellenlänge der verwendeten Strahlung $290 \mu\text{m}$ beträgt, befinden sich die Teflon-Scheiben mit Dicken zwischen 0,15 und 10 mm gerade für die dünneren Scheiben in der Größenordnung der Wellenlänge und es treten hier Überlagerungen von mehrfach reflektierten Strahlen auf. Die Teflonscheiben stellen somit ein Fabry-Perot-Etalon für die THz-Strahlung dar. Dies führt zu Transmissionseigenschaften, die von der Wellenlänge, der Dicke und der Brechzahl der Materialien abhängen.

a)



b)

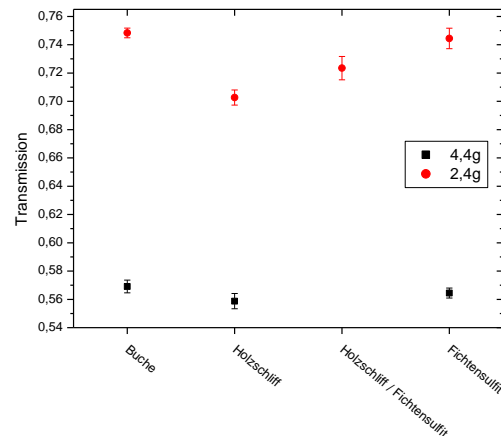


Abbildung 4-3: Transmission von Papier a) Einfluss des Gewichts b) Einfluss der Holzrohstoffe

Eine weitere Anwendung liegt im Bereich der Papierherstellung. In Abbildung 4-3 ist in a) die Transmission von absolut trockenem Papier (ofentrocken) dargestellt. Bei dem Papier handelt es sich um Holzschliff-Papier, welches sich lediglich in der Masse der Probe unterscheidet. Die untersuchten Gewichte der Proben lassen sich durch die Transmission deutlich voneinander unterscheiden. Auch die Papierproben aus unterschiedlichem Material unterscheiden sich deutlich. Für ein Gewicht von 4,4g lagen Proben aus Holzschliff, Fichten- sowie Buchensulfit vor. Wie Abbildung 4-3 b) zeigt, ist die Transmission von Buchensulfit höher als von Fichtensulfit; die Transmission von Holzschliff ist im Vergleich dieser drei Sorten am geringsten.

Für ein Gewicht von 2,4g lag zusätzlich zu den Holzschliff, Buchen- und Fichtensulfit auch ein Papier vor, das aus einer Mischung von Holzschliff und Fichtensulfit bestand. Auch bei diesem Gewicht zeigt sich wieder die oben beschriebene Reihenfolge der Transmissivitäten. Das aus einer Mischung von Fichtensulfit und Holzschliff hergestellte Papier zeigt eine Transmission, die zwischen der des reinen Holzschliff und des reinen Fichtensulfit-Papiers liegt.

Mit Hilfe der THz-Transmission lassen sich also Papiersorten bezüglich ihrer Rohstoffe sowie ihres Gewichtes unterscheiden. Ein in der Papierherstellung besonders wichtiger Faktor ist der Restwassergehalt. Während der Papierherstellung werden große Mengen Wasser benötigt. Dieses wird am Ende durch Heizwalzen wieder verdampft. Die Restfeuchte des Papiers ist eine wichtige Eigenschaft des Papiers, die nach Möglichkeit kontrolliert werden sollte.

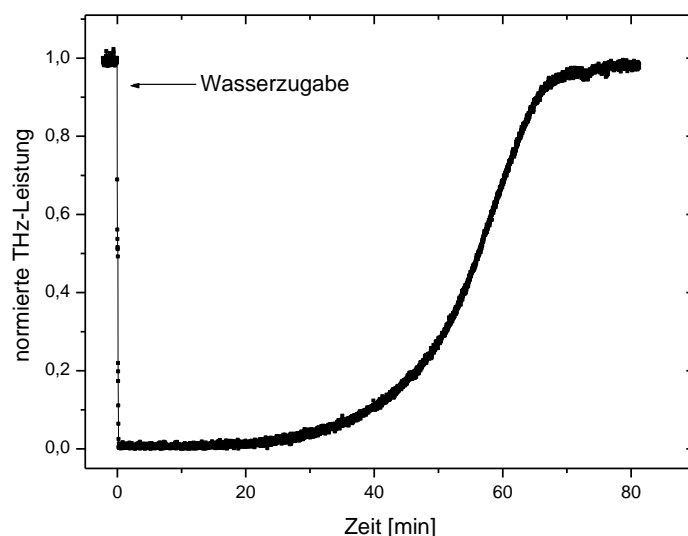


Abbildung 4-4: Transmission während der Papiertrocknung

Flüssiges Wasser absorbiert im gesamten THz-Bereich sehr stark. Daher wird der Trocknungsprozess von feuchtem Papier mit einer Transmissionsmessung von THz-Strahlung dargestellt. Durch Messung der Transmission der feuchten Probe kann mit einer vorhergehenden Kalibrierung der Wassergehalt des Papiers bestimmt werden. Diese Messung erfolgt kontaktlos und ist zerstörungsfrei. Die Messung eignet sich somit für eine direkte Onlineüberwachung während der Produktion. Zudem ist die Messung aufgrund der hohen Absorption von Wasser im THz-Bereich gerade für kleine Wassermengen sehr empfindlich.

Um den Trocknungsprozess darzustellen, wird kontinuierlich die Leistung der durch die Probe transmittierte THz-Leistung gemessen. In Abbildung 4-4 ist der gemessene zeitliche Verlauf der THz-Leistung dargestellt. Die Leistung ist hier auf die Transmission der trockenen Probe normiert. Zunächst ist das Papier trocken und zum Zeitpunkt $t = 0$ wird das Papier mit einigen Tropfen destiliertem Wasser benetzt. Man sieht, dass die Transmission des Papiers durch das Befeuchten stark reduziert wird und praktisch die gesamte THz-Strahlung absorbiert wird. Durch Verdunstung verringert sich der Wassergehalt des Papiers allmählich, sodass auch die Transmission wieder ansteigt. Nach etwa 70 min wird die Transmission der trockenen Probe nahezu wieder erreicht.

Bei den bisher dargestellten Anwendungen wurde die Transmission der Proben im kollimierten Strahl gemessen. Dieser besitzt einen FWHM-Durchmesser von 13 mm, sodass die Transmission über diesen Strahlquerschnitt gemittelt wird. Dies ist besonders für ausgedehnte, homogene Proben geeignet oder für Anwendungen, bei denen lokale Unterschiede nicht von großer Bedeutung sind, sodass über diese gemittelt werden kann oder soll. Um kleine Strukturen zu analysieren, ist es hingegen notwendig, orts aufgelöste Messungen durchzuführen. Im Folgenden sollen daher bildgebende Messungen vorgestellt werden, die eine orts aufgelöste Messung von Materialeigenschaften ermöglichen.

4.2. THz-Bildgebung

Die vielleicht wichtigste Anwendung von THz-Strahlung ist die bildgebende Transmissions- bzw. Absorptionsmessung. Zahlreiche Materialien wie Kunststoffe, Papier oder Kleidung, die im sichtbaren Spektralbereich opak sind, sind im THz-Bereich transparent. Somit ermöglicht es die THz-Strahlung beispielsweise Verpackungen zu durchleuchten und somit eine zerstörungsfreie Qualitätskontrolle zu gewährleisten. Als Beispiele seien hier die Suche nach Einschlüssen im Material oder nach Fehlern in der Verbindung von Materialien genannt. Solche Fehler im Material oder Ablösungen in Verbindungen von Materialien können der Ausgangspunkt großer Schäden sein. Aber auch im Bereich der Sicherheitsanwendungen kann THz-Strahlung zur Detektion verborgener Gegenstände eingesetzt werden.

Diese Anwendungen sind auf eine orts aufgelöste Detektion von kleinen Strukturen und Abweichungen in der Probe angewiesen. Hierzu wird die Probe mit einem fokussierten THz-Strahl abgetastet. Die räumliche Auflösung wird somit durch die Fokusgröße definiert. Häufig ist es allerdings einfacher, die Probe zu bewegen und den THz-Strahl ortsfest zu halten. Ein solches Messsystem wurde auch in dieser Arbeit realisiert.

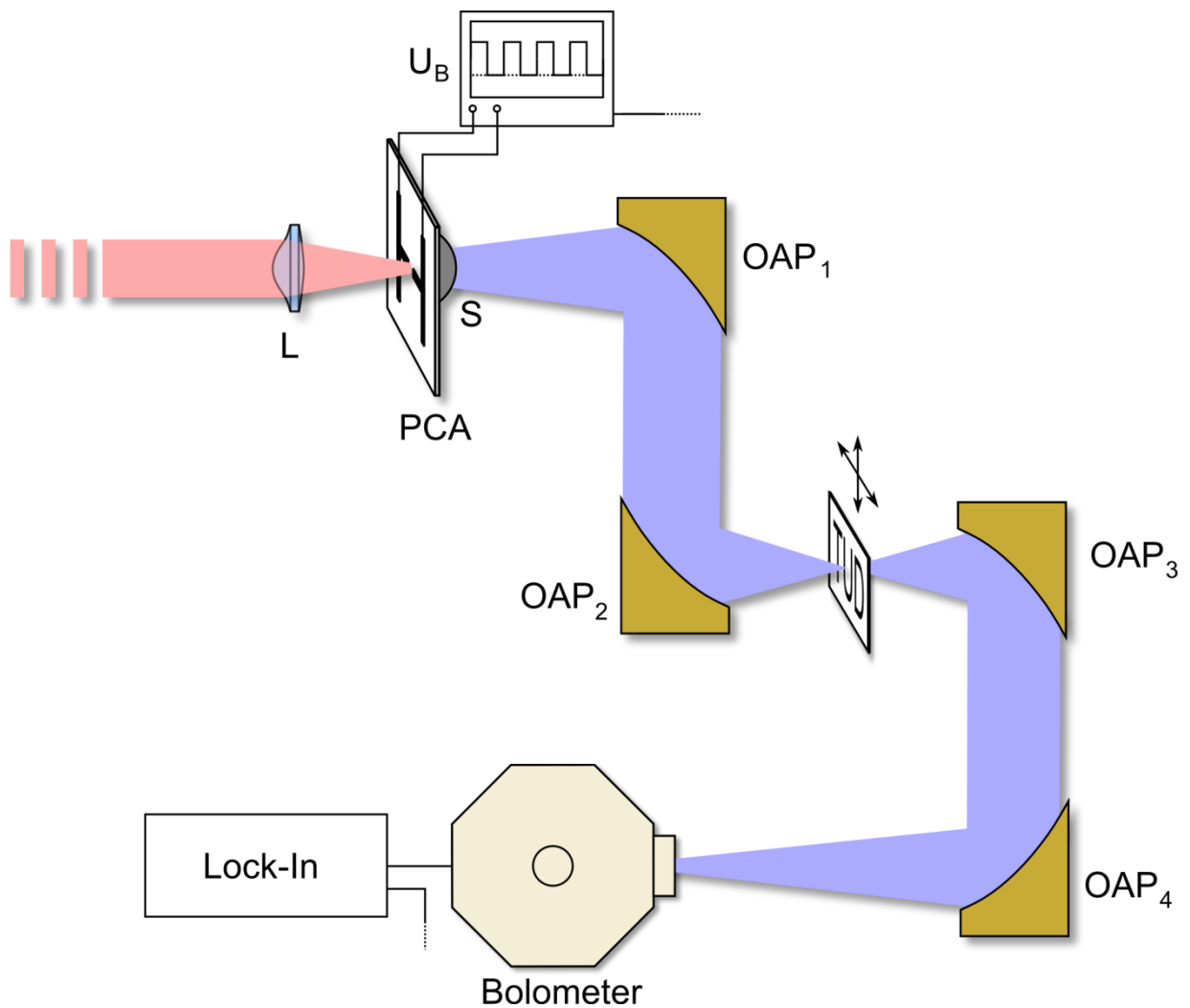


Abbildung 4-5: Experimenteller THz-Aufbau für bildgebende Messungen

In Abbildung 4-5 ist der experimentelle Aufbau für bildgebende Messungen in Transmission dargestellt. Die THz-Strahlung wird mit der photoleitenden Antenne erzeugt und durch die Kombination aus Si-Linse und OAP_1 kollimiert. Der verwendete Parabolspiegel hat eine Brennweite von 50,8 mm bei einem Durchmesser von 25,4 mm. Die Probe befindet sich im Brennpunkt eines weiteren OAP mit einer Brennweite von 25,4 mm, sodass nur ein kleiner Teil der Probe beleuchtet wird. Die THz-Strahlung wird dann über zwei weitere OAP auf das Bolometer fokussiert und detektiert. Auch hier kommt wieder eine Lock-In Verstärkung zum Einsatz. Um nun ein Bild der gesamten Probe zu erhalten, wird diese gerastert. Die Probe wird in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung bewegt, während sie sich ständig im Fokus der THz-Strahlung befindet. Die Bewegung der Probe erfolgt über zwei Schrittmotoren, die über eine PC-Schnittstelle angesteuert werden können. Dies erlaubt eine automatisierte Rasterung der Probe aber auch die Aufnahme von Transmissionsmessungen entlang beliebiger Konturen, die beispielsweise durch die Struktur ausgezeichnet sind.

Experimentelle Ergebnisse

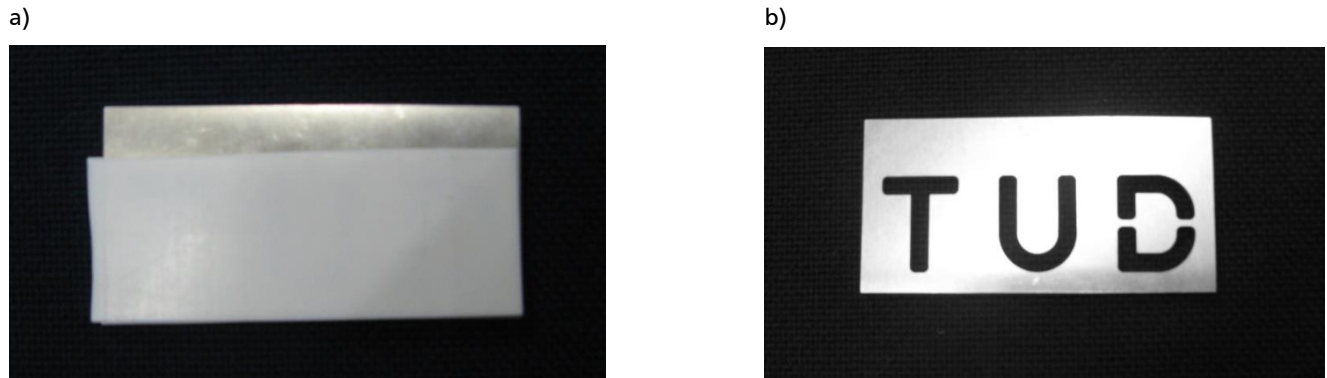


Abbildung 4-6: a) Photo eines Verbundmaterials bestehend aus einer Metallplatte mit Kunststoffabdeckung; b) Photo der Metallplatte mit ausgefrästem Schriftzug

Als erstes Testobjekt wurde zunächst eine Metallplatte mit einem ausgefrästen Schriftzug zwischen zwei Teflon-Platten fixiert und der so entstandene Verbundwerkstoff vermessen. Abbildung 4-6 zeigt ein Photo des Verbundmaterials (a) und der Schablone (b). Das Verbundmaterial ist im sichtbaren Spektralbereich undurchsichtig, sodass keinerlei Aussagen über den Kern des Materials getroffen werden kann. In der THz-Transmissionsmessung der Probe hingegen (Abbildung 4-7) erkennt man sehr deutlich den gefrästen Schriftzug. Die Metallplatte besitzt keinerlei Transmission, während die Transmission der Bereiche der Ausfräsungen durch das Teflon bestimmt wird.

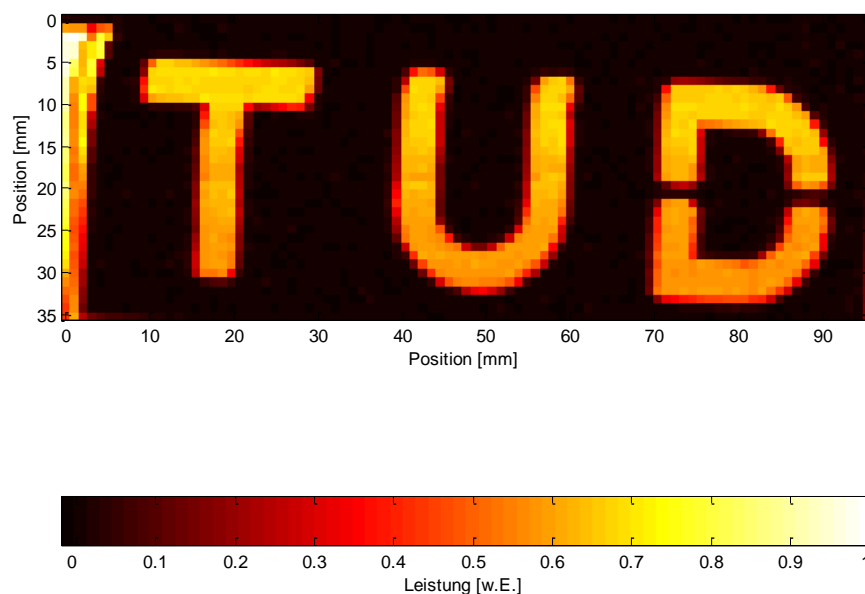


Abbildung 4-7: gemessene THz-Transmission des Verbundmaterials

Der Fall, dass die Transmission derart stark variiert wie bei der Kombination von Kunststoff und Metall entspricht beispielsweise der Detektion von eingeschlossenen Fremdkörpern. Bei zahlreichen Anwendungen ist der Transmissionskontrast weniger stark ausgeprägt. Als Modell für solche Verhältnisse wurde der gleiche Schriftzug in eine Teflon-Platte gefräst. Die Tiefe der Fräsung beträgt hier 1 mm bei einer Plattendicke von 3 mm. Ein Photo der Teflon-Platte ist in Abbildung 4-8 dargestellt.



Abbildung 4-8: Photo der Teflonplatte mit Relief-Schriftzug

Abbildung 4-9 zeigt das Transmissions-Bild im THz-Bereich sowie die Transmissionswerte einer Zeile bei 11 mm der Probe. Auch in diesem Fall ist der Schriftzug deutlich zu erkennen. Die Transmission im Bereich der Fräsung ist im Vergleich zur unbearbeiteten Platte erhöht. Dies ist besonders gut in der Zeilentransmission zu erkennen. Im Bereich der Kanten kommt es zu einer Reduktion der Transmission.

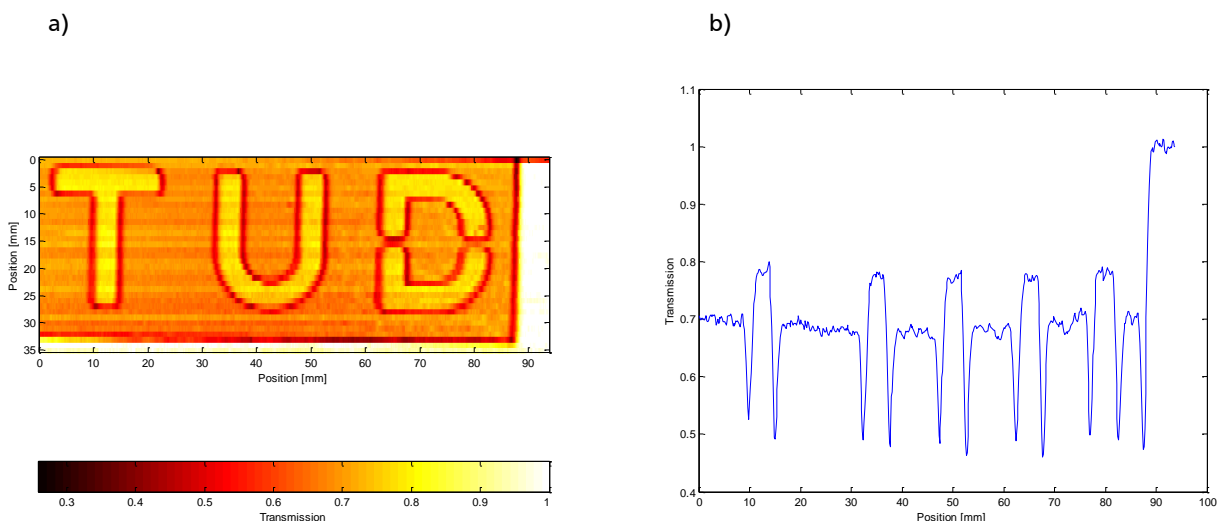


Abbildung 4-9: Transmission der Teflonplatte a) 2D-Messung; b) Linienscan

Eine weitere Anwendung liegt in der zerstörungsfreien Qualitätskontrolle von Produkten. In Abbildung 4-10 ist die transmittierte Leistung, bzw die Transmission von Verklebungen dargestellt. Als Modell-Probe wurden in (a) zwei Teflon-Platten mit einer Dicke von je 1 mm mit einem Zwei-Komponenten-Kleber flächig verklebt. Der Kleber wurde auf eine Hälfte einer Platte aufgebracht und die beiden

Platten verklebt. Im Transmissionsbild erkennt man deutlich den verklebten Bereich. Die Transmission ist in dem Bereich, der vom Kleber bedeckt ist, deutlich reduziert. Zudem ist zu erkennen, dass der Klebefilm zum nichtklebenden Bereich hin ausgedünnt ist.

In (b) wurden zwei Papierseiten punktuell mit einem herkömmlichen Alleskleber verklebt. Auch hier erkennt man deutlich die Konturen des Klebepunktes, da die Transmission im Bereich des Klebers reduziert ist. Im oberen Bereich sieht man zudem einen Klebstofffaden, der aufgrund der Viskosität des flüssigen Klebstoffes beim Entfernen der Kleberflasche entstanden ist. Zudem erkennt man deutlich, dass die Dicke des Klebstoffs über den Klebepunkt ungleichmäßig verteilt ist.

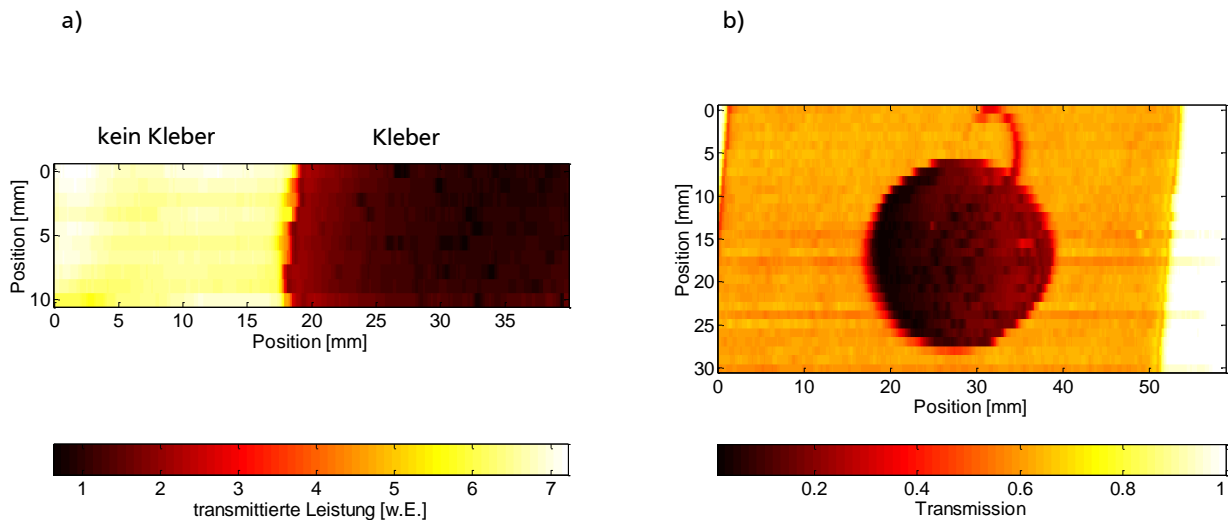


Abbildung 4-10: THz-Transmission von Verklebungen. a) flächige Verklebung von Kunststoffplatten b) Punktklebung von Papier

Die hier demonstrierten Beispiele für bildgebende Messungen im THz-Bereich zeigen das Potential der THz-Quellen im Bereich der zerstörungsfreien Qualitätskontrolle am fertigen Produkt. In den gezeigten Beispielen wurden verdeckte Strukturen in Verbundstoffen sichtbar gemacht und Verklebungen von Kunststoff und Papier untersucht. Die THz-Bildgebung ermöglicht eine elegante Überprüfung von Anforderungen an die Verklebungen wie beispielsweise eine minimale Klebefläche oder die Homogenität der Klebefläche. Zudem können Beeinträchtigungen benachbarter Bereiche durch die Verklebung, wie sie beispielsweise durch eine Verschmutzung mit Klebstoff entstehen, sichtbar gemacht werden.

Strahlprofil

Die räumliche Auflösung der dargestellten Messungen hängt maßgeblich von der Größe des Fokus ab. Es soll daher zunächst die Strahlcharakteristik des kollimierten THz-Strahls sowie die Fokusgröße vermessen werden. Hierzu wird das Strahlprofil mit Hilfe der Schneiden-Methode vermessen. Bei dieser Methode wird eine Schneide mit scharfer Kante in den Strahl gefahren und so ein Teil des Strahls blockiert. Man misst die auf den Detektor treffende Leistung als Funktion der Position der Schneide. Mathematisch bedeutet dies, dass über das Intensitätsprofil $I(x, y)$ beispielsweise in y bis zur Schneidenposition s integriert wird.

$$P(s) = \int_{-\infty}^s dy \int_{-\infty}^{\infty} dx I(x, y) \quad (4.1)$$

In Abbildung 4-11 ist der Verlauf der gemessenen Leistung einer solchen Messung in vertikaler (y-) Richtung dargestellt. Die gemessene Leistung wurde hierbei auf die Gesamtleistung normiert.

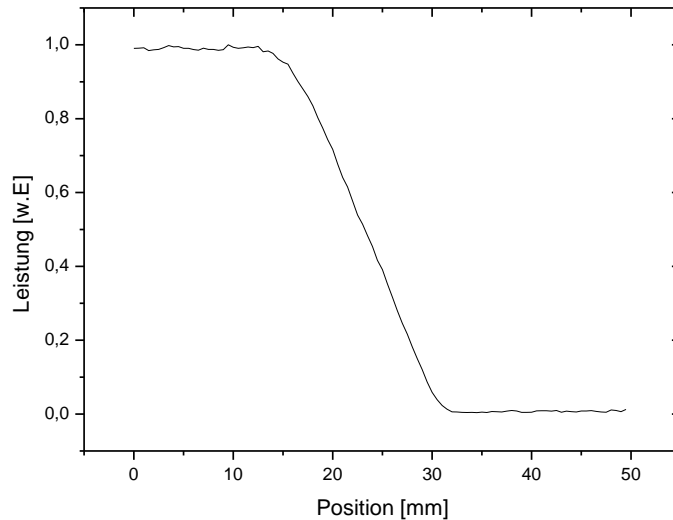
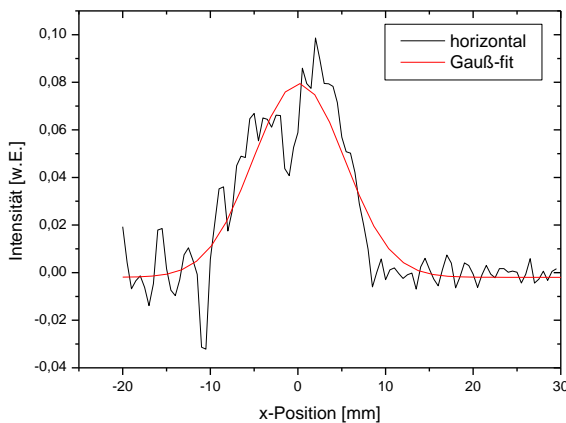


Abbildung 4-11: Vermessung des Strahlprofils mit Hilfe der Schneiden-Methode

Befindet sich die Schneide in der Ausgangsposition, so trifft die gesamte Leistung des THz-Strahls auf den Detektor. Wird nun die Schneide in den THz-Strahl bewegt, so wird ein zunehmender Teil der Strahlung blockiert und die detektierte Leistung sinkt ab. Wird schließlich der gesamte Strahl abgedeckt, so wird keine Leistung mehr detektiert. Aus diesem Verlauf der Leistung, kann nun das Strahlprofil durch numerische Differentiation des Leistungsverlaufs bestimmt werden.

a)



b)

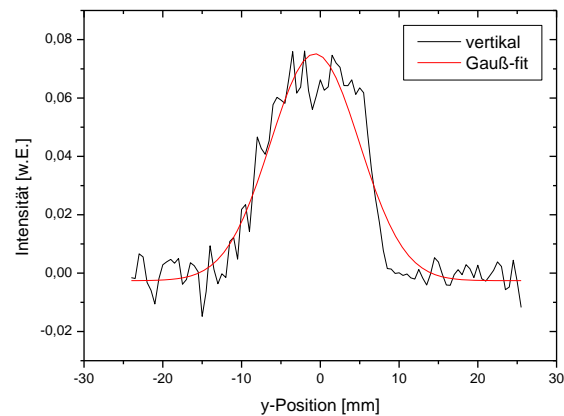


Abbildung 4-12: Strahlprofil des kollimierten THz-Strahls a) Schnitt in horizontaler (x-) Richtung, b) Schnitt in vertikaler (y-) Richtung. An die experimentellen Ergebnisse (schwarz) wurde jeweils ein gaußförmiges Profil gefittet (rot).

In Abbildung 4-12 ist das Strahlprofil des kollimierten THz-Strahls im horizontalen (x-Richtung) und vertikalen (y-Richtung) Schnitt dargestellt. Zusätzlich ist ein gaußförmiger Fit des Strahlprofils dargestellt. Das Strahlprofil wird durch das Gaußprofil in vertikaler Richtung sehr gut angenähert. In horizontaler Richtung hingegen zeigt sich im Zentrum des Profils ein kleiner Einbruch, der nicht durch Rauschen erklärt werden kann und auf eine nicht perfekte Kollimation zurückzuführen ist. Da die Kollimation mit einem Parabolspiegel erfolgt, können bereits kleine Abweichungen in der Justage zu Verzerrungen im Strahlprofil führen. Das gemessene Intensitätsprofil in Abbildung 4-12 weist gegenüber den Daten aus Abbildung 4-11 ein erhöhtes Rauschen auf, da die numerische Differentiation sehr empfindlich auf Rauschen reagiert. Dennoch wurde auf eine Glättung der Daten aus Abbildung 4-11 verzichtet, um den Verlauf des Intensitätsprofils nicht zu beeinflussen. Eine weitere Möglichkeit wäre, den integralen Leistungsverlauf in Abbildung 4-11 unter Annahme eines Gaußprofils direkt zu fitten. Hierbei ginge jedoch eine Abweichung, wie sie in horizontaler Richtung beobachtet wurde, verloren. Der hier ermittelte Profilverlauf deckt sich mit Messungen anderer Gruppen [116, 109]. Das kollimierte Strahlprofil besitzt in horizontaler Richtung eine Breite von $12,4 \pm 0,7$ mm gemessen als volle Breite bei halbem Maximum. In vertikaler Richtung beträgt die Breite $13,3 \pm 0,5$ mm. Das Strahlprofil ist also symmetrisch.

Fokusgröße

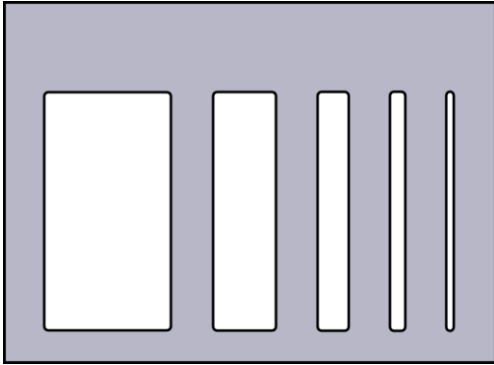
Um eine gute räumliche Auflösung zu erreichen, wird der kollimierte THz-Strahl mit einem Parabolspiegel mit einer Fokusslänge von 25,4mm bei einem Durchmesser von ebenfalls 25,4mm fokussiert.

Um die zu erwartende räumliche Auflösung zu testen, wurde zunächst ein Linienscan einer Metallschablone durchgeführt. Hierbei wird die Transmission der Schablone nur entlang einer horizontalen Linie gemessen. Die Schablone besteht aus Aluminium und weist mehrere ausgefräste Streifen auf. Die Breite der Ausfräsungen betrugen 16, 8, 4, 2 und 1 mm. Eine Skizze der Schablone sowie der gemessene Transmissionsverlauf sind in Abbildung 4-13 dargestellt.

Die Flächen des Metalls sind für die THz-Strahlung intransparent und der Detektor empfängt keine Leistung. Wird hingegen die Probe bewegt, so dass die Strahlung durch einen Spalt trifft, so passiert sie die Probe ungehindert. Die Schablone wurde für die Messung an der erwarteten Fokusposition in den Strahl eingebracht.

Die Messung der Transmission im Linienscan zeigt die Struktur der Schablone deutlich. Die Breite der Flanken der Transmission beträgt 1mm. Bei einer Spaltbreite von 2 mm wird der THz-Strahl schon nicht mehr vollständig transmittiert und bei einer Spaltbreite von 1 mm erreicht die Transmission nur noch den Wert 0,5. Die Messung zeigt also, dass Strukturen bis zu einer Breite von ca. 1 mm dargestellt werden können. Dieser Wert kann als räumliche Auflösung in diesem Experiment identifiziert werden. Die Wellenlänge der THz-Strahlung betrug in dieser Messung $300 \mu\text{m}$.

a)



b)

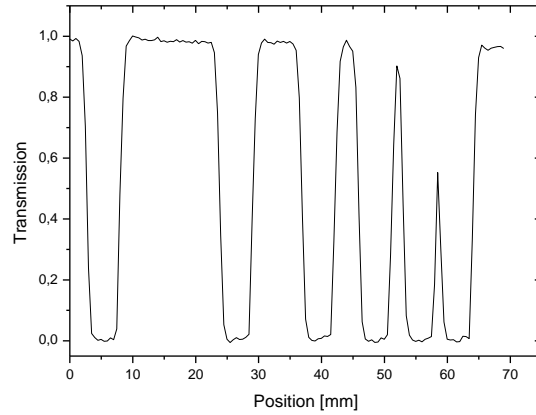


Abbildung 4-13: Transmissionstest mit einer Gitterschablone; a) Skizze der Metall-Schablone, die Breite der Ausfällungen betragen 16, 8, 4, 2 und 1 mm, die Stege sind jeweils 5 mm breit; b) Transmission der Schablone im horizontalen Schnitt

Es stellt sich daher die Frage, ob die ermittelte Auflösung bereits das Optimum darstellt oder durch eine ungenaue Positionierung der Schablone beeinflusst wurde. Dies kann durch eine exakte Vermessung der Fokusgröße beantwortet werden. Um die Fokusgröße zu vermessen, wurde daher an verschiedenen Stellen vor und hinter dem Fokus der Strahldurchmesser mit der Schneiden-Methode gemessen. In Abbildung 4-14 ist beispielhaft das Ergebnis einer solchen Messung in der Nähe des Fokuspunktes dargestellt. Der Kurvenverlauf der integrierten Leistung ist erwartungsgemäß deutlich steiler als im kollimierten Fall. Dies resultiert in einem schmalen Intensitätsprofil mit einer FWHM-Breite von $0,68 \pm 0,05$ mm, welches sich hervorragend mit einem Gaußprofil beschreiben lässt.

Betrachtet man den Intensitätsverlauf eines gauß'schen Strahls [117], so gilt für das Strahlprofil bei Ausbreitung in z -Richtung, mit $r^2 = x^2 + y^2$:

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (4.2)$$

Die Strahlbreite w gibt hierbei den Abstand zur optischen Achse an, für den die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ des Wertes auf der optischen Achse abgefallen ist. Die Breite des Gaußstrahls entwickelt sich gemäß

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (4.3)$$

wobei die Strahltaile w_0 die geringste Ausdehnung des Strahls beschreibt. Hierbei wurde das Koordinatensystem gerade so gewählt, das $w(0) = w_0$ gilt. Die Größe z_0 ist die Rayleigh-Länge und gibt an, nach welcher Propagationslänge die Strahlbreite auf den Wert $w_0 \cdot \sqrt{2}$ angewachsen ist.

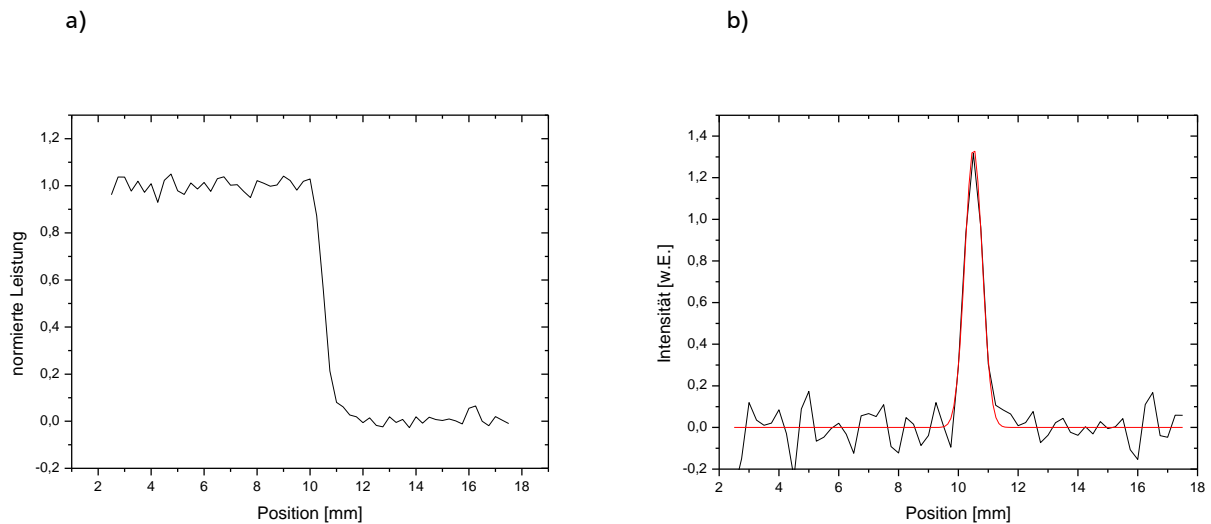


Abbildung 4-14: Bestimmung der Fokusgröße mit der Schneidenmethode. a) gemessener Intensitätsverlauf, b) extrahiertes Strahlprofil

In Abbildung 4-15 ist die Strahlweite des THz-Strahls über der Position der Schneide in Ausbreitungsrichtung aufgetragen. An die Messwerte wurde ein Verlauf gemäß Gleichung (4.3) gefittet. Für die verwendete Anordnung mit einer Wellenlänge von $296\ \mu\text{m}$ und einer Brennweite des Parabolspiegels von $25,4\ \text{mm}$ erhält man eine Fokusbreite w_0 von $0,57 \pm 0,01\ \text{mm}$ (FWHM $0,67 \pm 0,01\ \text{mm}$). Die Rayleighlänge beträgt $1,47 \pm 0,02\ \text{mm}$.

Für die bildgebenden Messungen ist somit im optimalen Fall ein Auflösungsvermögen von $0,7\ \text{mm}$ zu erwarten. Allerdings ist die Bestimmung der exakten Fokusposition recht aufwändig, sodass ein realistischer Wert für das Auflösungsvermögen bei einer zeitoptimierten Justage etwa $1\ \text{mm}$ ist.

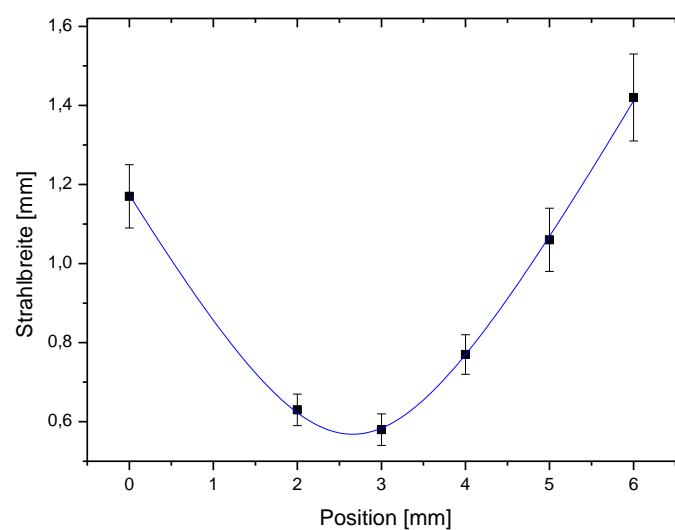


Abbildung 4-15: Strahlweite als Funktion der Position in Ausbreitungsrichtung

Optimierung der Messdauer

Die bildgebenden Messungen sind aufgrund der Rasterung der Probe sehr zeitaufwändig. Zunächst wird die Probe um die gewählte Schrittweite verfahren und muss wieder zur Ruhe kommen. Danach benötigt der Lock-In-Verstärker eine von der Modulationsfrequenz und der gewählten Zeitkonstante abhängige Zeit, um die Messung durchzuführen. Schließlich wird die neue Position angefahren und der Messprozess beginnt erneut. Ein großer Faktor für die Messgeschwindigkeit bei diesem Verfahren ist die Kommunikation zwischen dem Steuerungsrechner und dem Schrittmotor. Je nach gewünschter Ortsauflösung und Probengröße müssen mehrere hundert oder tausend Punkte aufgenommen werden, sodass sich die Zeiten für Kommunikation, Messung und die Totzeiten schnell zu einer Gesamtzeit im Stundenbereich summieren.

Um die notwendige Messzeit für die Bildgebung zu reduzieren, wurde untersucht, ob die Messungen „on the fly“ durchgeführt werden können. Dies bedeutet, dass die Probe mit einer konstanten Geschwindigkeit bewegt wird und während dieser gleichförmigen Bewegung die Aufnahme der Messpunkte erfolgt. Somit muss nicht jede Pixelposition separat angefahren werden wie bei der statischen Methode, sondern es wird in einer Bewegungsrichtung eine kontinuierliche Bewegung über die gesamte Probenlänge durchgeführt. Der Detektor wird hierbei zu definierten Zeiten ausgelesen. Durch dieses Verfahren wird die Kommunikationszeit zwischen Computer und Schrittmotor deutlich reduziert. Zudem entfällt die Relaxationszeit die benötigt wird, damit die Probe vollständig zur Ruhe kommt.

Die Kombination von Ausleseintervall und Verfahrensgeschwindigkeit definiert bei der Messung „on the fly“ die Pixelgröße. Hierbei kann es je nach Geschwindigkeit des Detektors bzw. der Ausleseelektronik zu einer Mittelung oder Verzögerung der Daten kommen. Um eine gute Bildqualität zu gewährleisten, muss daher die maximale Geschwindigkeit auf die Detektionselektronik abgestimmt werden. In Abbildung 4-16 sind Linienmessungen für verschiedene Verfahrensgeschwindigkeiten sowie für die statische Messmethode dargestellt. Als Testobjekt kam wieder die oben bereits beschriebene Metallschablone zum Einsatz.

Um die Daten vergleichen zu können wurden die Messungen normiert und die Daten so präsentiert, dass die linke Flanke aller Messungen deckungsgleich ist. Die Detektion erfolgte wie in Abbildung 4-5 gezeigt mit einem Bolometer in Kombination mit einer Lock-In-Verstärkung. Die Modulationsfrequenz des Signals betrug 45 Hz und ist auf das Zeitverhalten des Bolometers abgestimmt. Die Zeitkonstante des Lock-in-Verstärkers betrug 300 ms.

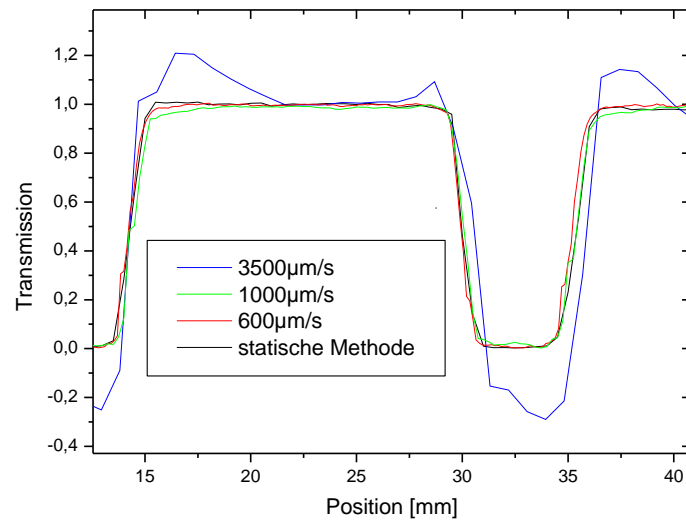


Abbildung 4-16: Linienmessungen der Metallschablone mit unterschiedlichen Verfah- Geschwindigkeiten.

Man sieht deutlich, dass es bei hohen Geschwindigkeiten, hier beispielhaft durch die $3500 \mu\text{m/s}$ repräsentiert, zu deutlichen Überschwängern kommt. Zudem werden die Flanken verschoben dargestellt. Dies ist auf die Zeitkonstante der Lock-In-Detektion zurückzuführen. Wird die Geschwindigkeit auf $1000 \mu\text{m/s}$ oder $600 \mu\text{m/s}$ reduziert, werden die Ergebnisse der statischen Methode gut reproduziert, wobei die Messgeschwindigkeit von $600 \mu\text{m/s}$ die besten Ergebnisse liefert. Die Überschwinger existieren nicht mehr und der Verlauf der Flanken wird korrekt dargestellt. Die Messung während der Bewegung kann also eingesetzt werden, um die Messzeit der Proben zu reduzieren. Für eine Probe von $95 \times 35 \text{ mm}$ konnte die Messzeit so von 3 Stunden auf ca 90 Minuten reduziert werden.

Die hier dargestellten Ergebnisse basieren auf Untersuchungen der Transmission einer Probe. Die Detektion erfolgte mit einem Bolometer und ist somit eine inkohärente Detektion. Dies bedeutet, dass lediglich die Intensität der THz-Strahlung registriert wird. Die THz-Quelle emittiert kohärente THz-Strahlung. Somit kann also auch die Phase der THz-Strahlung detektiert werden und trägt zum Informationsgewinn bei. Das folgende Kapitel ist daher der kohärenten Detektion mit photoleitenden Antennen gewidmet.



5. Detektion von THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen

Bei der THz-Erzeugung mittels Photomischen wird kohärente THz-Strahlung erzeugt. Die Kohärenzeigenschaften übertragen sich hierbei von den Lasermoden über den Photostrom auf die THz-Welle. Neben der Amplitude lässt sich somit auch die Phasenlage detektieren. Bei den bisherigen Untersuchungen kam ein inkohärenter Detektor zum Einsatz. Dieser detektiert die Intensität der THz-Strahlung und ist für Transmissions- und Leistungsmessungen sehr gut geeignet. Die Phase der kohärenten THz-Strahlung wird hierbei allerdings nicht registriert.

Eine kohärente Detektion kann beispielsweise im Bereich der THz-TDS durch die Nutzung des elektro-optischen Effekts realisiert werden [62]. Eine weitere Möglichkeit, die auch im cw-Betrieb verwendet werden kann, besteht darin, nicht nur für die Erzeugung sondern auch für die Detektion eine photoleitende Antenne zu verwenden. Hierbei wird das THz-Signal durch eine Manipulation der Phasenlage zwischen Sende- und Empfangseinheit abgetastet und so sowohl die Amplitude als auch die Phase des THz-Signals detektiert. Die Phasenverschiebung zwischen Emissions- und Detektionsarm kann sowohl im optischen Pfad als auch im THz-Pfad beispielsweise durch eine Verzögerungsstrecke erfolgen. Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau mit Erzeugung und homodyner Detektion der THz-Strahlung ist in Abbildung 5-1 dargestellt.

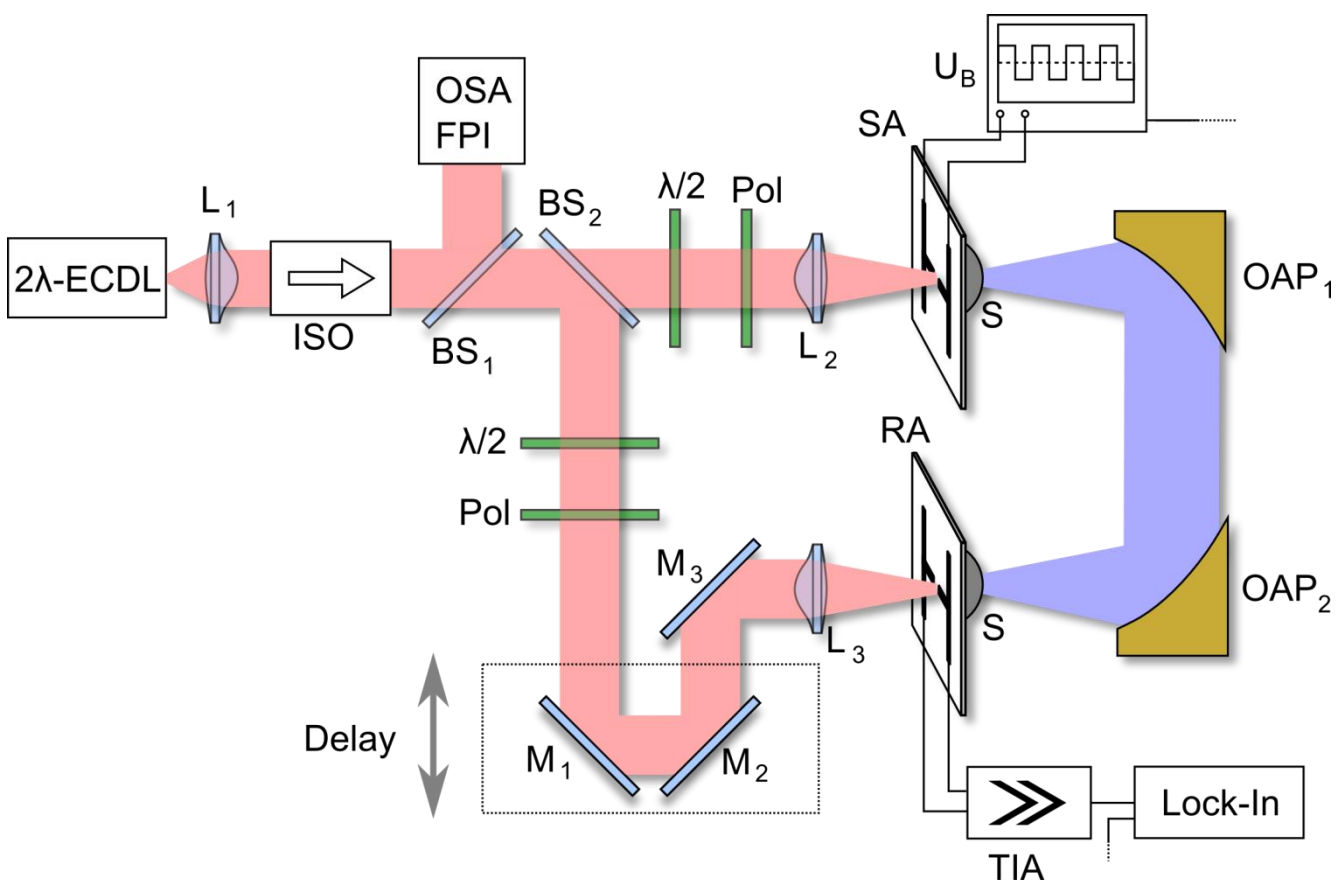


Abbildung 5-1: Prinzip der kohärenten Detektion, die Bedeutung der Abkürzungen ist im Haupttext erläutert

Die Erzeugung der THz-Strahlung erfolgt ähnlich wie in Kapitel 3.2 beschrieben. Die von der Zwei-Moden-Quelle emittierte Schwebung wird mit der asphärischen Linse L_1 kollimiert und durchläuft zunächst einen Isolator, um Rückkopplungen in das Lasersystem zu vermeiden. Zur Überwachung der optischen Spektren werden etwa 6% der Intensität über den Strahlteiler BS_1 abgezweigt. Die restliche Intensität wird mit dem Strahlteiler BS_2 auf den Sende- und Empfängerarm aufgeteilt.

Im Sendearm wird die optische Strahlung mit der Linse L_2 auf die Sendeantenne SA fokussiert. Mit Hilfe einer Kombination aus Halbwellenplatte ($\lambda/2$) und Linearpolarisator (Pol) kann die optische Leistung des Sendearms eingestellt werden, ohne die Polarisation des Lichts zu ändern.

Die Sendeantenne wird mit einer rechteckförmigen Vorspannung U_B mit einer Amplitude von $\pm 30V$ betrieben. Da bei der homodynen Messmethode auch die Phase der THz Strahlung detektiert wird, kann im Gegensatz zur Detektion mit dem Bolometer hier eine bipolare Modulation erfolgen. Die THz-Strahlung wird durch die Si-Linse (S) der Sendeeinheit und einen Off-Axis-Parabolspiegel (OAP_1) kollimiert. Mit einem zweiten Parabolspiegel (OAP_2) wird die Strahlung dann auf die Empfängerantenne (RA) fokussiert.

Die optische Leistung des Detektionsarms kann unabhängig von der Leistung im Sendearm durch eine weitere Kombination aus Halbwellenplatte ($\lambda/2$) und Linearpolarisator (Pol) variiert werden. Auch hier wird die Polarisationsrichtung der optischen Strahlung konstant gehalten. Die optische Strahlung wird über die Spiegel M_1 , M_2 und M_3 auf die Empfängerantenne fokussiert. Die Spiegel M_1 und M_2 sind auf einem Lineartisch befestigt und bilden eine variable Verzögerungsstrecke. Mit dieser kann die Phasenlage zwischen der Schwebung und der THz-Strahlung an der Empfängerantenne variiert werden. Der Photostrom der Empfängerantenne wird mit einem Transimpedanzverstärker verstärkt. Die Ausgangsspannung des Verstärkers wird dann mit einem Lock-In-Verstärker gemessen.

Grundlagen der heterodynen Detektion

Beim heterodynen Detektionsprinzip wird die Leitfähigkeit der Empfängerantenne analog zum Sendevorgang durch die Absorption einer Schwebung moduliert. Die modulierte Ladungsträgerdichte wird jedoch nicht über eine Biasspannung in einen Photostrom überführt. Stattdessen übernimmt das elektrische Feld der zu detektierenden THz-Strahlung die Funktion des Bias-Feldes. Über die Verzögerungsstrecke kann die Phase der Leitfähigkeit des Mischers kontrolliert werden.

$$\sigma(t) = \sigma_0 \left(1 + \frac{2\sqrt{mP_1P_2}}{(P_1 + P_2)\sqrt{1 + \omega_{THz}^2\tau^2}} \cos(\omega_s t - \varphi + \vartheta(\Delta x)) \right) \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet ω_s die Frequenz der Schwebung, also die Differenzfrequenz der optischen Moden. Die zugehörige Wellenlänge der Schwebung wird mit λ_s bezeichnet. Für die durch die Verzögerungsstrecke eingeführte Phasenverschiebung gilt

$$\vartheta(\Delta x) = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda_s} \quad (5.2)$$

Wobei Δx die Änderung des Gangunterschieds bezeichnet. Diese entspricht in dem hier dargestellten Experiment gerade der doppelten Verschiebung der Spiegelkombination, da die Verzögerungsstrecke zweimal durchlaufen wird.

Trifft nun eine kohärente THz-Welle der Form

$$E = E_{THz} \cos(\omega_{THz} t)$$

auf die Empfangsantenne, so erzeugt diese in der Empfängerantenne eine Stromdichte gemäß

$$j = \sigma E = \sigma_0 E_{THz} \left\{ \cos(\omega_{THz} t) + \frac{\sqrt{m P_1 P_2}}{(P_1 + P_2) \sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2}} [\cos((\omega_s - \omega_{THz}) t - \varphi + \vartheta(\Delta x)) + \cos((\omega_s + \omega_{THz}) t - \varphi + \vartheta(\Delta x))] \right\} \quad (5.3)$$

Die Anteile der Stromdichte, die mit der Frequenz der THz-Welle oder der Summenfrequenz von Schwebung und THz-Signal oszillieren, können aufgrund der hohen Frequenz nicht detektiert werden. Der Anteil hingegen, der mit der Differenzfrequenz aus Schwebung und THz-Frequenz schwingt, ist bei hinreichend kleinem Abstand von THz- und Schwebungsfrequenz niederfrequent und stellt das Detektionssignal dar. Über eine Frequenzanalyse kann aufgrund der Kenntnis der Schwebungsfrequenz auf die Frequenz des detektierten Signals geschlossen werden. Das Schwebungssignal dient hierbei also als lokaler Oszillator.

In den hier dargestellten Experimenten wird eine homodyne Detektion durchgeführt, d.h. das Schwebungssignal wird auf die Sende- und Empfangsantenne aufgeteilt, sodass die Frequenz der Schwebung und die Frequenz der THz-Strahlung exakt identisch sind. Der niederfrequente Anteil hat somit eine Frequenz von 0 Hz. Für den detektierten Strom erhält man:

$$I_{DC} = j_{DC} A = \sigma_0 E_{THz} A \frac{\sqrt{m P_1 P_2}}{(P_1 + P_2) \sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2}} \cos(\vartheta(\Delta x) - \varphi) \quad (5.4)$$

Hierbei ist A die Querschnittsfläche, die zum Stromfluss beiträgt. Der DC-Anteil des Stromes ist also proportional zur Feldamplitude der THz-Strahlung und wird über die Phasendifferenz von Schwebung und THz-Strahlung moduliert. Der DC-Detektionsstrom kommt hier durch die Wechselwirkung des THz-Feldes mit der AC-Komponente der Leitfähigkeit zustande.

Experimentelle Ergebnisse

In Abbildung 5-2 ist der detektierte Photostrom der Empfängerantenne über dem Gangunterschied zwischen optischer Strahlung und der THz-Strahlung für zwei verschiedene Differenzfrequenzen dargestellt. Bei der THz-Erzeugung wurde in a) ein Modenabstand der Lasermode von $1,57 \pm 0,02$ nm verwendet. Dies führt zur Abstrahlung einer THz-Welle mit einer Wellenlänge von 430 ± 6 μ m. In b)

betrug die die Differenz der Wellenlängen $2,37 \pm 0,02$ nm. Dies entspricht der Abstrahlung mit einer THz-Wellenlänge von 285 ± 3 μm .

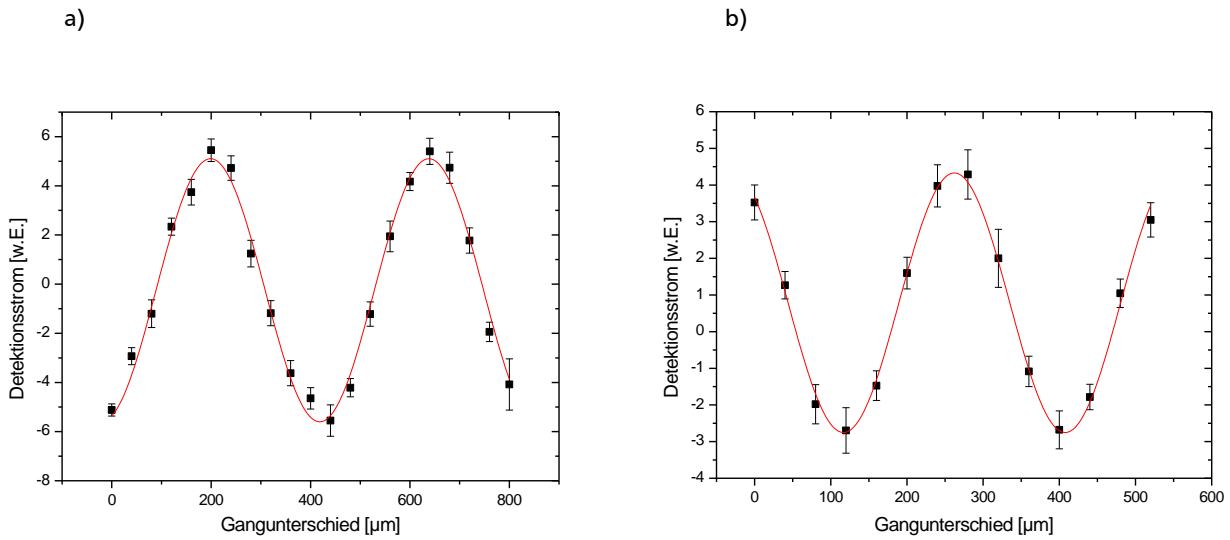


Abbildung 5-2: THz-Feld als Funktion des Gangunterschieds für einen Modenabstand von a) $\Delta\lambda = 1,57$ nm (0,6 THz) und b) $\Delta\lambda = 2,37$ nm (1,1 THz)

Der Photostrom in der Empfängerantenne ändert sich bei einer Verlängerung der Verzögerungsstrecke cosinusförmig, wie man es gemäß (5.4) erwartet. Die Periode beträgt hierbei in Messung a) 439 ± 4 μm und in b) 291 ± 2 μm . Die aus der Modulation des Empfängerstroms ermittelte Wellenlänge stimmt für Messung a) somit im Rahmen der Messgenauigkeit mit der aus dem Modenabstand bestimmten Wellenlänge der THz-Strahlung überein. Bei Messung b) gibt es hier eine kleine Diskrepanz, die wahrscheinlich in der Bestimmung der optischen Moden begründet liegt.

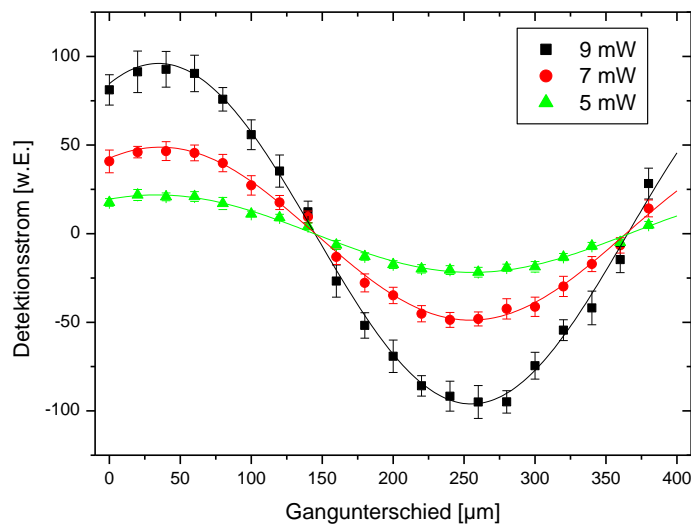


Abbildung 5-3: Detektionsstrom für unterschiedliche optische Leistungen auf der Empfängerantenne

Die Amplitude des detektierten Stroms ist neben der THz-Feldstärke auch von der eingestrahnten optischen Leistung abhängig, da diese die Leitfähigkeit beeinflusst. In Abbildung 5-3 wurde der Photostrom über der Verzögerung aufgetragen, wobei zwischen den Messungen die optische Leistung an der Empfängerantenne geändert wurde.

Die Wellenlänge und Phasenlage der Modulation bleibt konstant, da der Abstand der optischen Moden und die optischen Wege nicht verändert wurden. Die Amplitude des Detektionsstroms hingegen ändert sich, da sich auch die Leitfähigkeit des Mischers mit der optischen Leistung ändert. Zudem hat die optische Leistung auch einen Einfluss auf das Rauschen und der damit verbundenen Messunsicherheit. Daher ist in Abbildung 5-4 sowohl die Amplitude des Photostroms als auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR¹⁹) über der optischen Leistung aufgetragen.

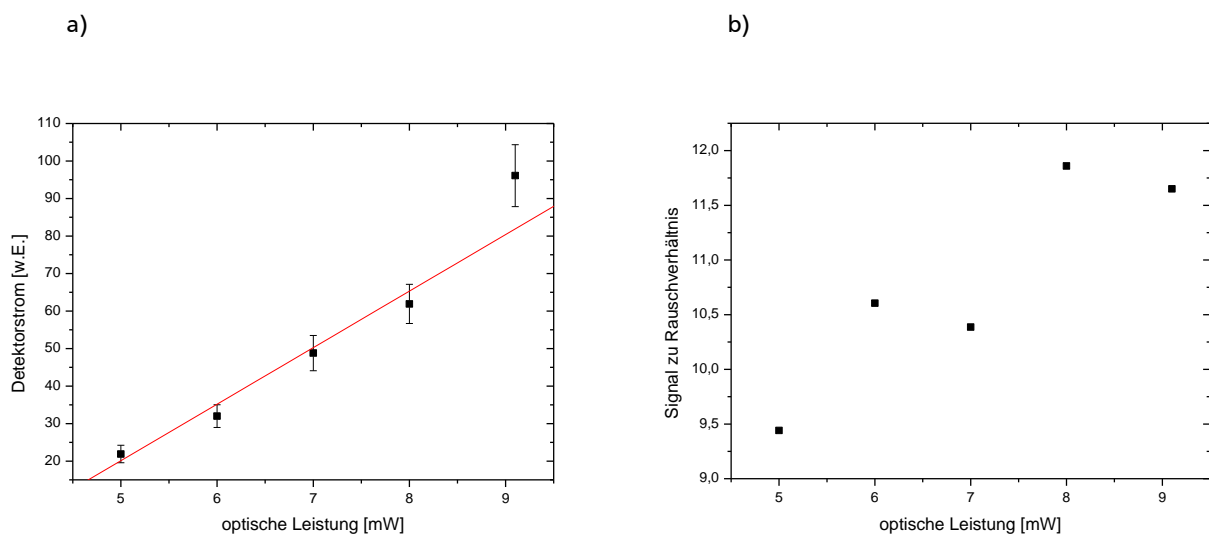


Abbildung 5-4: Einfluss der auf die Empfängerantenne eingestrahnten optischen Leistung auf a) den Detektionsstrom und b) das Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Die Auftragung des Detektionsstroms über der auf die Empfängerantenne eingestrahnten optischen Leistung in Abbildung 5-4 a) zeigt einen Anstieg des detektierten Stromes mit steigender optischer Leistung. Gemäß (5.4) wird ein linearer Zusammenhang zwischen Detektionsstrom und optischer Leistung erwartet, da die DC-Leitfähigkeit proportional zur optischen Leistung ist (vgl. Gleichung (3.11)). Daher wurde an die Daten eine Gerade gefittet (rot). Abgesehen vom Messpunkt bei 9mW liegen alle Messpunkte auf einer Geraden.

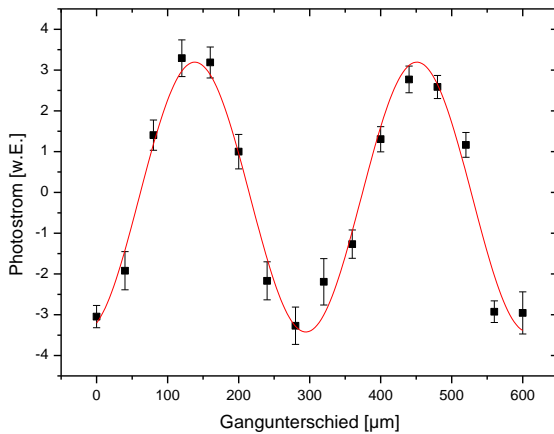
Man erkennt auch, dass nicht nur die Amplitude des Detektionsstroms zunimmt, sondern auch die Messunsicherheit. Daher wurde das Signal zu Rauschverhältnis ebenfalls über der optischen Leistung aufgetragen (Abbildung 5-4 b)). Es zeigt sich, dass sich das SNR mit steigender optischer Leistung verbessert. Allerdings ist der Effekt nur schwach ausgeprägt, da das Rauschen wie bereits beschrieben ebenfalls mit steigender Leistung zunimmt. Der Grund hierfür ist in den Rauschquellen zu suchen. Die größten Anteile des Rauschens sind auf akustisches Rauschen und Vibrationen zurückzuführen. Da das Experiment als Freistrahlexperiment aufgebaut ist, können akustische Wellen oder Vibrationen die

¹⁹ Engl. signal to noise ratio

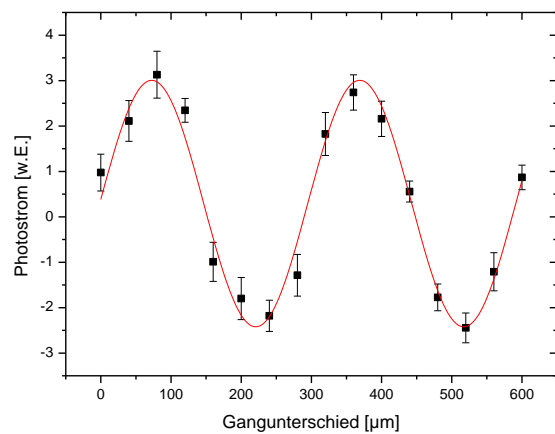
relative Lage des Laserstrahls zum Photomischer beeinflussen. Da das Gap des Mischers nur $10 \times 6 \mu\text{m}$ breit ist, bewirken bereits diese kleinen Bewegungen, dass der Laserstrahl aus der optimalen Position ausgelenkt wird. Das Rauschen überträgt sich damit auf die effektive Ladungsträgerdichte und somit auf den Detektionsstrom.

Eine weitere Fragestellung, die auch für die im folgenden Abschnitt dargestellte selbst-homodyne Detektion von Bedeutung ist, beschäftigt sich mit der Kohärenzlänge. Da die homodyne Detektion eine kohärente Detektion ist, kann die Wegdifferenz zwischen der optischen und der THz-Strahlung für die Detektion nicht beliebig groß werden. Die Wegdifferenz muss kleiner sein als die Kohärenzlänge. Der verwendete Lineartisch hat einen maximalen Hub von wenigen Zentimetern, der deutlich kleiner als die Kohärenzlänge ist. Der Lineartisch wurde daher auf eine Schiene montiert, sodass an unterschiedlichen mit der Schiene angefahrenen Positionen jeweils eine definierte und exakte Verschiebung mit dem Lineartisch vorgenommen werden konnte.

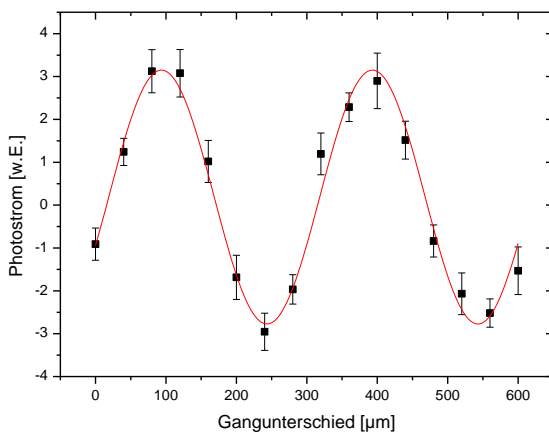
a) Reiterposition 70 mm



b) Reiterposition 170 mm



c) Reiterposition 270 mm



d) Reiterposition 370 mm

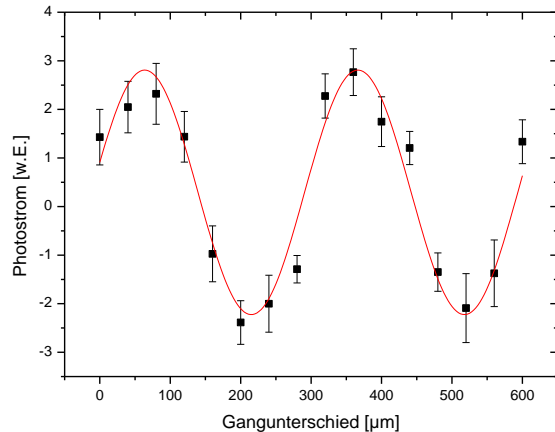


Abbildung 5-5: Photostrom als Funktion der Gangunterschiedsänderung für verschiedene Positionen der Verzögerungsstrecke

In Abbildung 5-5 ist der detektierte Strom über der Änderung des Gangunterschieds aufgetragen. Die absolute Position der Verzögerungsspiegel kann nicht genauer als auf einen Millimeter angegeben werden. Die relative Verschiebung des Tisches bei fixiertem Reiter hingegen erfolgte mit einer Mikrometerschraube und ist hier als Änderung des Gangunterschieds aufgetragen.

Der gesamte Gangunterschied variierte bei den Messungen zwischen 70 und 370 mm in Schritten von 100 mm. Der hier maximal verwendete Gangunterschied ist durch den Aufbau des Experiments begrenzt. Es zeigt sich, dass eine homodyne Detektion bei Gangunterschieden bis 370 mm problemlos möglich ist.

Bringt man nun eine Probe in den THz-Strahl, so wird die Strahlung beim Durchtritt durch die Probe verzögert. Dies führt zu einer Änderung der Phasenlage zwischen der Schwebung der Sendeantenne und der auftreffenden THz-Strahlung. In Abbildung 5-6 wurde der Photostrom über dem Gangunterschied aufgetragen. Der schwarze Graph ist der Referenzfall ohne Probe im Strahl. Im Falle des blauen Graphen wurde ein 3,5 mm dickes Teflon-Plättchen in den Strahl gebracht. Dies führt zu einer Phasenverschiebung von $0,96\pi + m \cdot 2\pi$. Hierbei bezeichnet m eine ganze Zahl, da die Phasenverschiebung nur modulo 2π gemessen werden kann. Aus der gemessenen Phasenverschiebung kann nun zusammen mit der bekannten Dicke der Probe der Brechungsindex von Teflon ermittelt werden. Man erhält eine Brechzahl von $n_{\text{Teflon}} = 1,45$. Dieser Wert deckt sich mit Werten aus der Literatur [118, 119]. Das Ergebnis ist jedoch stark von der exakten Kenntnis der Ausdehnung der Probe abhängig. Eine Änderung der Dicke von $20 \mu\text{m}$ bedeutet bereits eine Änderung des Brechungsindex von 0,01. Umgekehrt eignet sich diese Messung also sehr gut zur Bestimmung der Dicke bei bekanntem Brechungsindex des Materials.

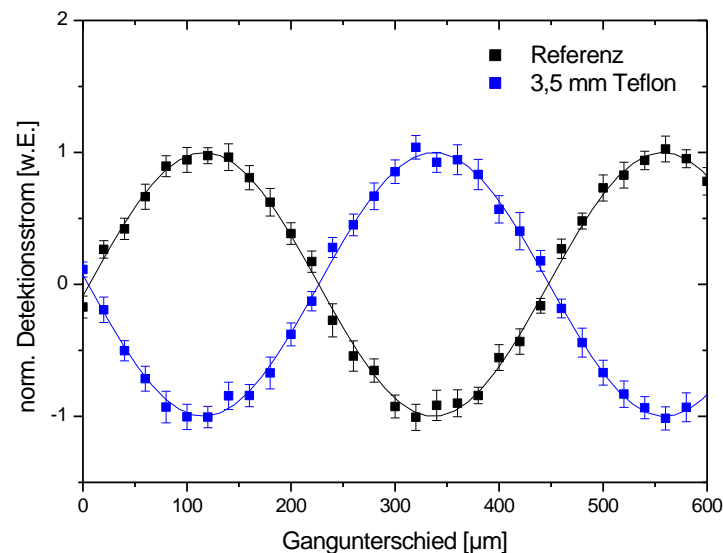


Abbildung 5-6: Detektionsstrom in Abhängigkeit vom Gangunterschied mit Probe (blau) und Referenz (schwarz)

Die homodyne Messmethode hat den Vorteil, dass sowohl die Amplitude als auch die Phase der THz-Strahlung detektiert werden kann. Hierfür wird eine zweite Antenne zur Detektion verwendet. Die zur Verfügung stehende Laserleistung wird somit auf die beiden Antennen aufgeteilt. Dies kann eine Beschränkung der Leistung sowohl für Emitterantenne als auch für die Empfängerantenne bedeuten. Zudem involviert der Aufbau mit zwei Antennen den Einsatz zahlreicher optischer Komponenten. Im

Folgendes soll daher eine Weiterentwicklung des homodynens Messverfahrens dargestellt werden: die Selbst-homodyne Detektion.

Selbst-Homodyne Detektion

Die selbst-homodyne Detektion zeichnet sich durch einen sehr einfachen Aufbau aus und verzichtet vollständig auf die Verwendung einer Empfängerantenne. Stattdessen wird die von der Antenne emittierte Strahlung wieder auf diese reflektiert. Somit nutzt man die gleiche Antenne sowohl zur Erzeugung als auch zur Detektion der THz-Strahlung. Hierdurch wird der Aufbau enorm vereinfacht und es entfallen zahlreiche Komponenten. Zudem steht nun die gesamte optische Leistung auch zur Detektion zur Verfügung.

Trifft die reflektierte Strahlung wieder auf die Antenne, erzeugt sie dort völlig analog zur homodynens Detektion einen DC-Strom. Das Feld, welches für den gesamten Stromfluss verantwortlich ist, setzt sich aus dem DC-Bias-Feld und dem reflektierten THz-Feld zusammen.

$$E = E_{bias}^{DC} + E_{THz} \cos(\omega_{THz}t) \quad (5.5)$$

Der detektierbare DC-Strom enthält ebenfalls zwei Anteile. Der erste wird durch das DC-Biasfeld in Verbindung mit dem DC-Anteil der Leitfähigkeit erzeugt. Der zweite Anteil entsteht wie bei der homodynens Detektion aus der Kombination des THz-Feldes und dem AC-Anteil der Leitfähigkeit.

$$I_{DC} = j_{DC}A = \sigma_0 A \left[E_{bias}^{DC} + E_{THz} \frac{\sqrt{mP_1P_2}}{(P_1 + P_2)\sqrt{1 + \omega_{THz}^2\tau^2}} \cos(\vartheta(\Delta x) - \varphi) \right] \quad (5.6)$$

Um die Information der detektierten THz-Strahlung zu extrahieren, muss der Anteil, der durch die detektierte THz-Strahlung induziert wird, vom Bias-Strom getrennt werden. Hierzu gibt es mehrere Möglichkeiten.

Zunächst ist die Amplitude des Detektionsstroms von der Phasendifferenz zwischen THz-Strahlung und Schwebung abhängig. Diese kann durch eine Änderung Reflektionsstrecke definiert verändert werden. Misst man also den gesamten DC-Strom für verschiedene Spiegelpositionen, so sollte dieser sich ändern. Allerdings ist der Strom, der durch das Bias-Feld hervorgerufen wird, mit einigen hundert μA bis zu einem mA deutlich höher, als der zu erwartende Detektionsstrom. Nimmt man die Ergebnisse der homodynens Messungen als Referenz, so ist ein Detektionstrom von 0,1 nA zu erwarten. Dies bedeutet, dass man die Stromstärke mit einer Genauigkeit von 10^6 messen müsste. Dies scheint nicht realistisch zu sein, zumal durch den Freistrahlaufbau auch in diesem Experiment ein akustisches Rauschen des Photostroms auftritt.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Spiegel periodisch zu bewegen. Durch die periodische Bewegung des Spiegels wird die Modulation des Stromes über die Verschiebung in eine zeitliche Modulation übersetzt. Dies gilt jedoch nur für den Anteil, der durch die THz-Strahlung induziert wird. Der Strom, der durch die Bias-Spannung hervorgerufen wird bleibt hingegen konstant. Somit ist eine

Separation der beiden Anteile möglich. Da die Wellenlänge der THz-Strahlung mit einigen hundert μm sehr groß ist, muss auch die Amplitude der Spiegelbewegung hinreichend groß sein. Dies ist insbesondere der Fall wenn die Verschiebung über mehrere Wellenlängen erfolgen soll. Dies ist jedoch wünschenswert, da an den Umkehrpunkten die Geschwindigkeit nicht konstant bleibt. Die räumliche Modulation wird also nicht in eine zeitliche Modulation mit einer einzigen Frequenz erfolgen. Somit ist eine Frequenzanalyse notwendig, die zur Rekonstruktion der THz-Wellenlänge genutzt werden kann. Auch die Frequenz der Modulation sollte so gewählt werden, dass die entstehenden Modulationsfrequenzen des Stromes in einen Frequenzbereich mit geringem Rauschen fällt.

Die dritte Möglichkeit besteht darin, die Separation des Bias-Stroms vom Detektionsstrom durch eine Modulation des reflektierten THz-Strahls zu realisieren. Hierzu wird im reflektierten Strahl ein mechanisches Chopperrad eingefügt. Diese Variante bietet den Vorteil, dass die Modulation bei einer festen Frequenz erfolgt und die Demodulation über einen Lock-In-Verstärker erfolgen kann. In dieser Arbeit wurde daher diese Möglichkeit realisiert wie Abbildung 5-7 zeigt.

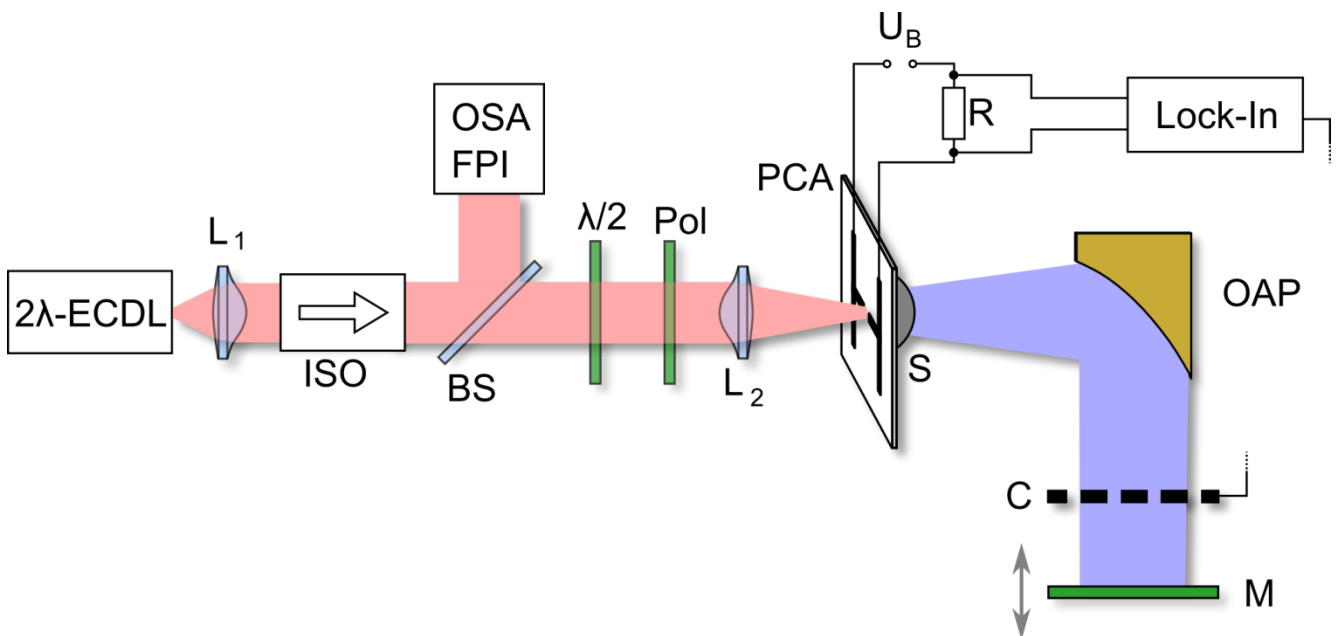


Abbildung 5-7: Selbst-homodyne Detektion

Die THz-Erzeugung erfolgt wie bereits oben beschrieben, mit dem Unterschied, dass die Bias-Spannung hier eine Gleichspannung ist. Die DC-Spannung wird über einen Widerstand (R) an die Antenne angelegt. Die THz-Strahlung wird mit einem Off-Axis-Parabolspiegel (OAP) kollimiert und mit einem mechanischen Chopper (C) moduliert. Die modulierte Strahlung trifft auf einen Spiegel (M) und wird in sich selbst zurückreflektiert. Der Strom erzeugt am Widerstand R einen Spannungsabfall, der frequenzselektiv mit einem Lock-In-Detektor detektiert wird.

Durch die Modulation des THz-Strahls wird dem Detektionsstrom die Frequenz des Choppers aufgeprägt, während der Biasstrom als DC-Anteil unverändert bleibt. Der Vorteil gegenüber dem periodisch bewegten Spiegel besteht darin, dass auf diese Weise eine einzige Frequenz aufgeprägt wird, die dann mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers separiert werden kann. Zudem wird durch die

Verwendung der Lock-In-Technik auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis optimiert. Bei dieser Messung wird die Spiegelposition schrittweise verändert und an jeder Position der Detektionsstrom gemessen. Auf diese Weise wird die Modulation des Detektionsstroms durch die schrittweise Änderung der Phasendifferenz abgetastet.

In Abbildung 5-8 ist der detektierte AC-Strom über der Änderung des Gangunterschieds dargestellt. Die Änderung des Gangunterschieds wird hierbei als Veränderung des THz-Weges im Vergleich zu einer willkürlich festgelegten 0-Position definiert. Da die verlängerte Strecke zweimal durchlaufen wird, entspricht die Änderung des Gangunterschieds gerade dem Doppelten der Verschiebung des Spiegels.

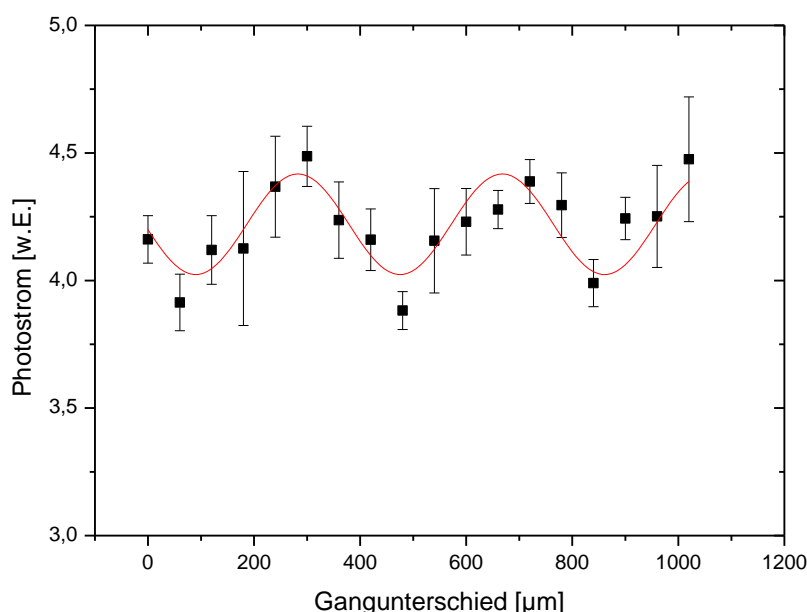


Abbildung 5-8: Photostrom der selbst-homodynen Messung

Man sieht, dass der durch die THz-Strahlung induzierte Strom durch die Änderung des Gangunterschieds kosinusförmig moduliert wird. Die Periode der Modulation beträgt $386 \pm 12 \mu\text{m}$. Dies deckt sich mit der THz-Wellenlänge von $375 \pm 4 \mu\text{m}$, die aus dem im Experiment verwendeten Modenabstand von $1,80 \pm 0,02 \text{ nm}$ resultiert.

Das hier dargestellte Ergebnis zeigt eine erste Realisierung einer selbst-homodynen Messung. Das Verfahren muss noch in Bezug auf Reproduzierbarkeit und Signal-zu-Rausch-Verhältnis optimiert werden. Dennoch bietet dieses Verfahren aufgrund des Verzichts auf eine separate Empfängerantenne eine sehr gute Perspektive einen stabilen Tranceiver, also ein Gerät mit Sende- und Empfangsmodul, zu entwickeln.

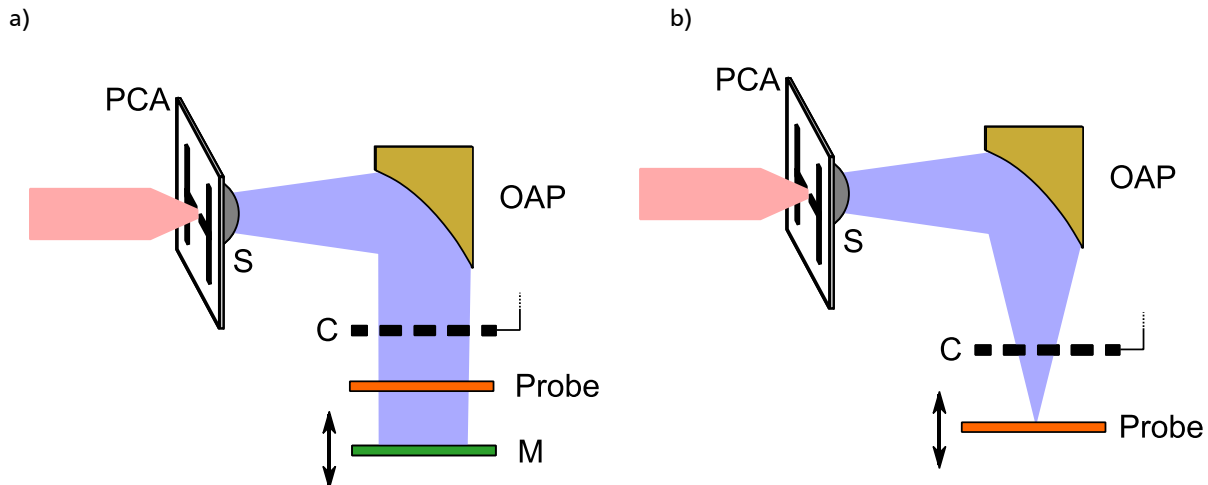


Abbildung 5-9: Mögliche Anwendung der selbst-homodyn Detektion: a) Die Probe wird zwischen Spiegel und Antenne positioniert, b) Nutzung der Reflektivität der Probe und orts aufgelöste Messung

In Abbildung 5-9 sind mögliche Anwendungen der selbst-homodyn Detektion dargestellt. Für die Untersuchung von Proben, können diese zwischen der Antenne und dem Spiegel positioniert werden (b). Alternativ kann auch das Reflektionsvermögen der Probe selbst ausgenutzt werden. Fokussiert man die THz-Strahlung auf die Probe, so ist auch eine orts aufgelöste Messung möglich. Auf diese Weise ist eine Weiterentwicklung des Systems in Richtung THz-Tomographie möglich.

6. Zusammenfassung und Diskussion Teil I

Seit einigen Jahren ist die Forschung auf dem Gebiet der THz-Strahlung zunehmend in den Mittelpunkt zahlreicher Forschergruppen getreten. Das gestiegene Interesse wird durch zahlreiche Anwendungen weiter befördert. Viele dieser Anwendungen erfordern eine schmale Linienbreite der THz-Strahlung sowie eine Durchstimmbarkeit der THz-Wellenlänge. Um auch außerhalb von Laboratorien eingesetzt zu werden und eine möglichst große Verbreitung zu erlangen, sollen die THz-Quellen bei Raumtemperatur betrieben werden und möglichst geringe Kosten in Anschaffung und Betrieb verursachen.

Die Erzeugung von durchstimmbarer THz-Strahlung mittels Photomischen auf photoleitenden Antennen stellt einen Quellentyp dar, der die oben genannten Kriterien gut erfüllt. Das Ziel des ersten Teils dieser Arbeit war daher die Realisierung und Charakterisierung einer solchen Quelle, die hinreichend stabil ist, um auch bildgebende THz-Messungen zu ermöglichen. Neben der inkohärenten Detektion und deren Anwendungen sollte auch die kohärente Detektion untersucht werden.

Bei der Erzeugung von cw-THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen wird durch eine Überlagerung zweier schmalbandiger Lasermode eine Schwebung erzeugt, die durch Absorption die Leitfähigkeit des Mischers modulieren. Diese Modulation wird über eine Biasspannung in einen Photostrom überführt, der letztlich zur Erzeugung der THz-Strahlung führt, die von der Antenne abgestrahlt wird.

Eine sehr elegante Methode zur Erzeugung des Schwebungssignals ist die Erzeugung von zwei Lasermode in einem einzigen Laser. Dies hat den Vorteil, dass die Mode intrinsisch einen perfekten Überlapp aufweisen. Zudem ist die Differenzfrequenz sehr stabil, da mögliche Fluktuationen beide Mode gleichermaßen beeinflussen, sodass die Differenzfrequenz stabil bleibt.

Der in dieser Arbeit realisierte Laseraufbau verwendet zur Erzeugung der beiden Mode einen Halbleiterlaserchip mit einem doppelten externen Resonator in Littman-Metcalf-Konfiguration. Hierdurch werden zwei getrennt voneinander durchstimmbare Lasermode erzeugt. Der Abstimmbereich beträgt für den reinen Dual-mode Betrieb 0,2 – 3,2 THz. Hierbei steht eine Ausgangsleistung von über 40 mW zu Verfügung, was für die THz-Erzeugung ausreichend ist. Die Emission erfolgt in TE-Polarisation und die Ausgangsleistung ist über eine Dauer von über 80 Minuten stabil. Die beobachteten relativen Schwankungen über diese Zeitspanne lagen bei 3,5%. Die beiden Mode sind hierbei antikorreliert. Die Modenbreite der beiden Lasermode wurde mit einem FPI vermessen und ist kleiner als 2 MHz. Die Differenzfrequenz der Mode weist über einen Zeitraum von 45 Minuten Frequenzschwankungen von 25 MHz auf, wobei diese 25 MHz als langsamer Drift über die gesamte Zeitdauer auftreten. Diese gute Frequenzstabilität wird ohne eine aufwändige externe Stabilisierung der Mode erreicht.

Die Zwei-Mode-Quelle wurde anschließend zur Erzeugung von durchstimmbarer cw-THz-Strahlung mittels Photomischen auf photoleitenden Antennen verwendet. Nach einer Charakterisierung der elektronischen Eigenschaften der Antenne wurde die THz-Strahlung hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von den zur Erzeugung verwendeten Parametern untersucht. Es zeigt sich, dass die THz-Leistung quadratisch von der optischen Leistung und hyperquadratisch von der Biasspannung abhängt. Die THz-Strahlung ist linear polarisiert und das mit dem FTIR gemessene Spektrum zeigt eine einmodige, durch

das Auflösungsvermögen des FTIR begrenzte Emissionslinie. Insgesamt kann mit der realisierten THz-Quelle Strahlung bis zu einer Frequenz von 2,3 THz erzeugt werden, wobei die Antenne auf eine Frequenz von 1 THz optimiert ist.

Um das Potential der Quelle aber auch der THz-Strahlung selbst zu demonstrieren, wurden typische Anwendungen der THz-Strahlung realisiert. Aufgrund der Durchstimbarkeit der Quelle eignet sich das Messsystem für spektroskopische Messungen. Als Beispiel wurde die Transmission von Luft vermessen und es konnten zahlreiche Absorptionslinien des in der Luft enthaltenen Wasserdampfs identifiziert werden. Einen großen Vorteil gegenüber gepulsten Systemen bietet das cw-System bei der Messung dynamischer Prozesse. Als Beispiel wurde die Messung der Transmission während des Trocknungsvorgangs von feuchtem Papier durchgeführt. Mit Hilfe des THz-Messsystems kann der Trockenvorgang berührungslos und online überwacht werden. Dies ist insbesondere in der Papierindustrie von großem Interesse.

Die wohl wichtigste Anwendung im THz-Bereich ist die Bildgebung. Mit dem hier realisierten THz-System wurde exemplarisch ein künstlicher Verbundwerkstoff mit charakteristischen Fehlstellen untersucht. Hierbei konnten die Inhomogenitäten eindeutig identifiziert werden. Auch zur zerstörungsfreien Qualitätskontrolle wurde das System eingesetzt. Hierbei wurden eine Klebefläche und ein Klebepunkt untersucht. Die räumliche Auflösung des Systems liegt bei $670\text{ }\mu\text{m}$, bei einer verwendeten THz-Wellenlänge von $296\text{ }\mu\text{m}$. Die notwendige Messdauer konnte durch Implementierung der Messung „on the fly“ auf die Hälfte reduziert werden.

Anders als bei der direkten Detektion kann mit Hilfe der kohärenten Detektion auch die Phase der kohärenten THz-Strahlung gemessen werden. In einem klassischen Homodyn-Aufbau mit Sende- und Empfängerantenne wurde diese Detektionsmethode zunächst demonstriert und untersucht. Als Anwendungsbeispiel wurde die der Brechungsindex von Teflon bestimmt. Die ermittelten Werte sind in Übereinstimmung mit Literaturwerten.

Schließlich konnte gezeigt werden, dass eine gleichzeitige Emission und Detektion mit einer einzigen Antenne möglich ist. Durch die Eliminierung der zweiten Antenne entfallen zahlreiche optische Komponenten, sodass der experimentelle Aufbau vereinfacht werden kann und damit robuster wird. Zudem muss die optische Leistung nicht auf zwei Antennen aufgeteilt werden.

Zusammenfassend wurde also eine durchstimmbare cw-THz-Quelle realisiert und deren Potential anhand zahlreicher Anwendungen verdeutlicht. Die Verwendung von Halbleiterlasern und Halbleiter-Photomischern begünstigt einen kompakten Aufbau. Eine weitere Möglichkeit Dauerstrich-THz-Strahlung mit Hilfe von Halbleitermaterialien zu erzeugen ist mit der nichtlinearen Frequenzkonversion gegeben. Diese Methode soll nun im zweiten Teil der Arbeit betrachtet werden.

Teil II: Simulation zur THz-Erzeugung in Halbleiter-Wellenleitern durch nichtlineare Mischprozesse im mittelinfraroten Spektralbereich

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Erzeugung von kontinuierlicher THz-Strahlung erfolgreich mit photoleitenden Antennen gezeigt. Eine weitere Möglichkeit zur THz-Erzeugung besteht in der Differenzfrequenzerzeugung. Hierbei werden zwei Strahlen mit Frequenzen ω_1 und ω_2 in einem Medium mit quadratischer Nichtlinearität überlagert und erzeugen eine Idlerwelle mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Die Differenzfrequenzerzeugung funktioniert bei Raumtemperatur und die THz-Linienbreite ist klein, da sich die Linienbreite der Pumplaser auf die THz-Strahlung überträgt. Um eine hohe Effizienz zu erreichen, ist es notwendig Phasenanpassung und damit eine möglichst große Interaktionslänge zwischen den beteiligten Wellen zu gewährleisten.

Als Materialien sollen aufgrund ihrer großen nichtlinearen Koeffizienten III-V- Halbleitermaterialien eingesetzt werden. Betrachtet man die Dispersionsrelation von GaAs, eines Vertreters dieser Gruppe, so zeigt sich, dass sich zwei geeignete Spektralbereiche für eine Phasenanpassung zur THz-Erzeugung bieten, nämlich das nahe Infrarot (NIR) sowie das mittlere Infrarot (MIR). Stand in der Vergangenheit der NIR Bereich aufgrund einer leichten Verfügbarkeit von kohärenten Quellen im Vordergrund, so stehen seit einigen Jahren nun auch im mittleren Infrarot mit den Quantenkaskadenlasern leistungsstarke Quellen zur Verfügung. Somit kann auch dieser Spektralbereich, der direkt an den THz-Bereich angrenzt, für nichtlineare Optik genutzt werden. Die unterschiedlichen Materialeigenschaften im MIR im Vergleich zum NIR bieten hierbei neue Möglichkeiten für eine Optimierung der nichtlinearen Prozesse.

In diesem zweiten Teil der Arbeit soll daher die THz-Erzeugung durch nichtlineare Mischprozesse im mittleren Infrarotbereich in Halbleiter-Wellenleitern theoretisch untersucht werden. Hierzu wird zunächst in die Theorie der nichtlinearen Optik eingeführt und eine Abschätzung der erreichbaren THz-Leistung abgeleitet. Daran anschließend erfolgt eine Simulation von Wellenleiterstrukturen, um geeignete Geometrien für eine modale Phasenanpassung zu ermitteln.



7. Nichtlineare Optik und Frequenzkonversion

In diesem Kapitel soll zunächst in die Theorie der nichtlinearen Optik eingeführt werden. Im speziellen wird die Differenzfrequenzerzeugung betrachtet und ausgehend von den Maxwellgleichungen wird ein Ausdruck für die zu erwartende THz-Leistung abgeleitet.

Die Wellengleichung

Ausgangspunkt der Betrachtungen sind die Maxwellgleichungen, welche die Ausbreitung elektromagnetischer Felder beschreiben:

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (7.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (7.2)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (7.3)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (7.4)$$

Die Felder und Quellen sind Funktionen des Ortes \vec{r} und der Zeit t . Die Stromdichte \vec{J} und die Ladungsdichte ρ stellen die Quellen des elektromagnetischen Feldes dar. Die dielektrische Verschiebung \vec{D} und die magnetische Flussdichte \vec{B} sind mit der elektrischen und magnetischen Feldstärke \vec{E} bzw. \vec{H} über die Materialgleichungen verknüpft:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (7.5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t) \quad (7.6)$$

wobei ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und μ_0 die Permeabilitätskonstante bezeichnen. Neben den Vakuumkomponenten enthalten die Materialgleichungen auch die materialabhängigen Beiträge, die Magnetisierung \vec{M} und die Polarisation \vec{P} .

Die Maxwellgleichungen lassen sich durch einige Annahmen vereinfachen. In der Optik betrachtet man üblicherweise Materialien ohne externe Ladungen und Ströme, daher gilt $\rho = 0$ und $\vec{J} = 0$. Zudem sind die Materialien nicht magnetisch sodass die Magnetisierung verschwindet: $\vec{M} = 0$.

Unter Berücksichtigung dieser Vereinfachungen lässt sich durch Anwendung des Rotationsoperators auf (7.3) und Verwendung der Materialgleichungen die Wellengleichung ableiten:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (7.7)$$

Hierbei wurde die Identität $\mu_0 \varepsilon_0 = c^{-2}$ verwendet. Die unter den genannten Vereinfachungen abgeleitete Wellengleichung beinhaltet sowohl den linearen als auch den nichtlinearen Fall. Hierbei ist die Verknüpfung zwischen der optischen Polarisation und dem elektrischen Feld entscheidend, da die Polarisation eine Funktion des elektrischen Feldes ist.

Die dielektrische Polarisation

Trifft Licht auf ein Material, so wird das elektrische Feld des Lichts die Elektronen im Material beeinflussen. Es kommt zu einer Deformation der Elektronenverteilung um die Atomkerne. Hierdurch entstehen mikroskopisch elektrische Dipolmomente, die makroskopisch zu einer Polarisation des Materials zusammengefasst werden können.

Die Antwort des Materials auf die elektromagnetische Welle, auch als Response bezeichnet, ist zeitinvariant, d.h. sie hängt nicht vom absoluten Zeitpunkt der Einwirkung ab sondern lediglich von der Zeitspanne die seit der Einwirkung der elektromagnetischen Welle vergangen ist. Zudem kann eine lokale Response angenommen werden, d.h. die Polarisation an einem Ort \vec{r} hängt nur von den Feldern an diesem Punkt ab. Für kleine Feldstärken genügt es zudem einen linearen Zusammenhang zwischen Polarisation und elektrischer Feldstärke anzunehmen. Der Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke und Polarisation wird über die lineare dielektrische Responsefunktion $\hat{R}^{(1)}(t - t')$ hergestellt.

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \hat{R}^{(1)}(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' \quad (7.8)$$

Die Responsefunktion muss so definiert sein, dass sie für $t - t' < 0$ verschwindet, um dem Kausalitätsprinzip Genüge zu leisten.

Häufig ist es zweckmäßiger das Problem im Frequenzraum zu beschreiben. Der Übergang vom Zeit- zum Frequenzraum erfolgt über eine Fouriertransformation und man erhält:

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \hat{\chi}^{(1)}(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (7.9)$$

Die Verknüpfung zwischen Polarisation und Feldstärke im Frequenzraum liefert die lineare Suszeptibilität $\hat{\chi}^{(1)}(\omega)$, welche die Fouriertransformierte der Responsefunktion ist. Hierbei handelt es sich um einen Tensor zweiter Stufe. Mithilfe der linearen Polarisation lassen sich die Effekte der linearen Optik behandeln, wie beispielsweise Brechung, Doppelbrechung oder Dispersion.

Für hohe Feldstärken ist der Zusammenhang zwischen Polarisation und elektrischer Feldstärke komplizierter. Die Polarisation erhält nun auch Anteile, die nichtlinear von der Feldstärke abhängen.

$$P = P^l + P^{nl} \quad (7.10)$$

Da die exakte funktionale Abhängigkeit in der Regel nicht bekannt ist, nähert man diese durch eine Reihenentwicklung an:

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots \quad (7.11)$$

Die lineare Polarisation wird hierbei durch $P^{(1)}$ repräsentiert und ist somit als Spezialfall in dieser Darstellung enthalten. Im Zeitbereich führt man für die höheren Ordnungen analog zum linearen Fall Responsefunktionen ein, die jedoch nun den Einfluss mehrerer Felder berücksichtigen.

$$P(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \hat{R}^{(1)}(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' + \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{R}^{(2)}(t - t', t - t'') \vec{E}(\vec{r}, t') \vec{E}(\vec{r}, t'') dt' dt'' + \iiint_{-\infty}^{\infty} \hat{R}^{(3)}(t - t', t - t'', t - t''') \vec{E}(\vec{r}, t') \vec{E}(\vec{r}, t'') \vec{E}(\vec{r}, t''') dt' dt'' dt''' + \dots \right\} \quad (7.12)$$

Die $\hat{R}^{(m)}$ sind die Responsefunktionen m -ter Ordnung und müssen jeweils so definiert werden, dass sie dem Kausalitätsprinzip genügen.

Für den Frequenzbereich erhält man:

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 (\hat{\chi}^{(1)}(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \hat{\chi}^{(2)}(\omega) \vec{E}^2(\vec{r}, \omega) + \hat{\chi}^{(3)}(\omega) \vec{E}^3(\vec{r}, \omega) + \dots) \quad (7.13)$$

Allgemein bezeichnet man die $\hat{\chi}^{(m)}$ als elektrische Suszeptibilitäten m -ter Ordnung. Mathematisch gesehen handelt es sich bei $\hat{\chi}^{(m)}$ um Tensoren $(m + 1)$ -ter Stufe, so dass der Ausdruck $\hat{\chi}^{(m)} \vec{E}^m(\vec{r}, \omega)$ als eine m -malige Tensorkontraktion zu verstehen ist.

Man unterteilt die nichtlinearen Effekte häufig nach der Ordnung der Suszeptibilität, die für diese Effekte relevant sind. Die nichtlinearen Effekte zweiter Ordnung, die quadratisch mit der Feldstärke zusammenhängen, umfassen beispielsweise die Erzeugung der 2. Harmonischen, Summen- und Differenzfrequenzerzeugung. Der $\hat{\chi}^{(3)}$ -Term beschreibt Effekte wie 4-Wellen-Mischen oder Selbstphasenmodulation. Für Materialien mit Inversionssymmetrie verschwinden die nichtlinearen Suszeptibilitäten mit gerader Ordnung. Die führende nichtlineare Suszeptibilität ist dann die Suszeptibilität 3. Ordnung.

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Differenzfrequenzerzeugung, die wie bereits erwähnt ein Effekt zweiter Ordnung ist. Der zugehörige Suszeptibilitätstensor ist der $\hat{\chi}^{(2)}$ -Tensor. Durch die Überlagerung zweier Felder mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 in einem quadratisch nichtlinearen Medium wird eine Welle mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ erzeugt. Um diesen Prozess zu beschreiben, genügt es, sich auf die beteiligten Felder zu beschränken. Um dies zu verdeutlichen ist folgende Notation weit verbreitet:

$$\vec{P}^{(2)}(\omega_3) = \varepsilon_0 \hat{\chi}^{(2)}(\omega_3; \omega_1, -\omega_2) \vec{E}_1(\omega_1) \vec{E}_2^*(\omega_2) \quad (7.14)$$

Der nichtlineare Suszeptibilitätstensor wird als Funktion der beteiligten Frequenzen dargestellt, wobei das erste Argument immer die Summe der übrigen ist.

Häufig wird die Nichtlinearität auch mit Hilfe der sogenannten d-Koeffizienten dargestellt. Hierbei gilt:

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad (7.15)$$

Die Tensorkomponenten sind nicht völlig unabhängig voneinander. Physikalisch spielt bei der Multiplikation der Felder die Reihenfolge dieser keine Rolle. Daher existiert eine intrinsische Permutationssymmetrie. Man kann diese ausnutzen, um den 3x3x3-Tensor durch eine Kontraktion der beiden letzten Indizes auf eine 3x6-Matrix zu reduzieren. Die Bezeichnung der Tensorkomponenten erfolgt nach folgender Vorschrift:

$$d_{ijk} = d_{im} \quad \text{mit } m = \begin{cases} j, & j = k \\ 9 - (j + k), & j \neq k \end{cases} \quad (7.16)$$

Neben der intrinsischen Permutationssymmetrie, spiegelt der Tensor auch die Kristallsymmetrien wider. Halbleitermaterialien mit Zink-Blende-Struktur wie beispielsweise GaAs, GaP, InAs und InP gehören der Symmetriegruppe $\bar{4}3m$ an. Für diese ist der d_{ij} -Tensor [120]:

$$d_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix} \quad (7.17)$$

Für eine gegebene Geometrie, lässt sich mit Hilfe des Tensors die effektiv wirksame Nichtlinearität d_{eff} berechnen [121], sodass (7.14) in einen skalaren Zusammenhang überführt werden kann:

$$P^{(2)}(\omega_3) = 2\varepsilon_0 d_{eff} E_1(\omega_1) E_2^*(\omega_2) \quad (7.18)$$

Differenzfrequenzerzeugung in nichtlinearen Medien

Betrachtet man nun die Überlagerung zweier monochromatischer, kohärenter Wellen in einem Medium mit einer nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung so ist das gesamte reelle elektrische Feld gegeben durch:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \{ \vec{E}_1(\vec{r}) e^{i\omega_1 t} + \vec{E}_2(\vec{r}) e^{i\omega_2 t} \} + c. c. \quad (7.19)$$

Hierbei wird die Bezeichnung $c. c.$ für das konjugiert komplexe Feld verwendet.

Durch die quadratische Nichtlinearität entsteht eine Polarisation, die eine Vielzahl von Frequenzkomponenten enthält. Neben den jeweils doppelten Frequenzen $2\omega_1$ und $2\omega_2$ findet man auch die Summen- und Differenzfrequenzen $\omega_1 + \omega_2$ und $\omega_1 - \omega_2$ sowie DC-Anteile.

Für die THz-Erzeugung ist die Differenzfrequenzerzeugung (DFG²⁰) von Interesse. Zunächst soll ein Ausdruck für die zu erwartende THz-Leistung abgeleitet werden. Hierzu betrachtet man ein quellenfreies, homogenes, isotropes Medium. Ausgangspunkt ist die Wellengleichung (7.7), die hier der Übersichtlichkeit halber nochmal dargestellt wird.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0$$

Betrachtet man zunächst den ersten Term, so gilt

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) - \nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) \approx -\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (7.20)$$

Hierbei wurde verwendet, dass die Divergenz des elektrischen Feldes vernachlässigbar ist. In der nichtlinearen Optik kann zwar selbst für ein quellenfreies, isotropes Medium, wie es hier angenommen wird, aus $\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0$ nicht allgemein $\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 0$ gefolgert werden. Allerdings stellt die Vernachlässigung der Divergenz des elektrischen Feldes insbesondere im Näherungsfall der langsam veränderlichen Amplitude eine gute Näherung dar [122].

Die zu lösende Differentialgleichung hat also die Form

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (7.21)$$

Für die Lösung des Problems ist es hilfreich die Felder als Summe ihrer verschiedenen Frequenzkomponenten darzustellen.

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \sum_j \vec{E}_j(\vec{r}) e^{i\omega_j t} + c.c. \\ \vec{P}(\vec{r}, t) &= \sum_j \vec{P}_j(\vec{r}) e^{i\omega_j t} + c.c. \end{aligned} \quad (7.22)$$

Geht man mit diesem Ansatz in (7.21) ein, so erhält man für jede der drei beteiligten Frequenzen eine Differentialgleichung:

$$\nabla^2 \vec{E}_j(\vec{r}) - \frac{\omega_j^2}{c^2} \vec{E}_j(\vec{r}) - \mu_0 \frac{\omega_j^2}{c^2} \vec{P}_j(\vec{r}) = 0 \quad (7.23)$$

Diese Gleichungen sind über die nichtlineare Polarisation miteinander gekoppelt.

²⁰ Engl.: Difference Frequency Generation

Von besonderem Interesse ist die Differentialgleichung für die THz-Welle, welche mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ oszilliert. Die zu dieser Frequenz gehörige Polarisation \vec{P}_3 setzt sich aus einem linearen Anteil und einem durch die nichtlineare Wechselwirkung erzeugten Anteil zusammen.

$$\vec{P}_3(\vec{r}) = \varepsilon_0(\hat{\chi}^{(1)}(\omega_3)\vec{E}_3(\vec{r}) + \hat{\chi}^{(2)}(\omega_3; \omega_1, -\omega_2)\vec{E}_1(\vec{r})\vec{E}_2^*(\vec{r})) \quad (7.24)$$

Die ortsabhängigen Felder lassen sich wie folgt darstellen:

$$\vec{E}_j(\vec{r}) = \vec{E}_j(z)F_j(x, y)e^{-ik_jz} \quad (7.25)$$

Die Wellen breiten sich in z-Richtung aus und der schnell oszillierende Anteil im Raum wurde abgespaltet. Die lateralen Feldverteilungen werden durch $F_j(x, y)$ beschrieben und die Amplituden $\vec{E}_j(z)$ ändern sich in Ausbreitungsrichtung nur langsam, d.h. es gilt:

$$\left| \frac{\partial^2 \vec{E}_j(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial \vec{E}_j(z)}{\partial z} \right| \quad (7.26)$$

Setzt man für die elektrischen Felder den Ansatz (7.25) in (7.23) ein und vernachlässigt die zweite Ableitung der Amplitude, so erhält man für das THz-Feld

$$0 = \left\{ \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] F_3(x, y) + \left[\frac{\omega_3^2}{c^2} (\hat{\chi}^{(1)} + 1) - k_3^2 \right] F_3(x, y) \right\} \vec{E}_3(z)e^{-ik_3z} \\ - 2ik_3 \frac{\partial \vec{E}_3(z)}{\partial z} F_3(x, y)e^{-ik_3z} + \mu_0 \varepsilon_0 \hat{\chi}^{(2)} \vec{E}_1(z)\vec{E}_2^*(z)F_1(x, y)F_2(x, y)\omega_3^2 e^{-i(k_1-k_2)z} \quad (7.27)$$

Der erste Term der Gleichung stellt eine Bestimmungsgleichung für die transversale Feldverteilung der THz-Welle dar. Die beiden anderen Terme bestimmen die Entwicklung der Amplitude.

Betrachtet man die Evolutionsgleichung für die Amplitude, multipliziert die Gleichung mit $F_3(x, y)$ und integriert über die x-y-Ebene so erhält man:

$$\frac{\partial \vec{E}_3(z)}{\partial z} = -i \frac{\mu_0 \varepsilon_0}{2k_3} \omega_3^2 \hat{\chi}^{(2)} \vec{E}_1(z)\vec{E}_2^*(z) \frac{\langle F_1(x, y)F_2(x, y)F_3(x, y) \rangle}{\langle F_3^2(x, y) \rangle} e^{-i\Delta kz} \quad (7.28)$$

Hierbei wurde die Abkürzung $\langle F_j^m \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} F_j^m(x, y) dx dy$ eingeführt. Die Größe

$$\Delta k = k_1 - k_2 - k_3 \quad (7.29)$$

wird als Phasenfehlanpassung²¹ bezeichnet.

²¹ Engl.: Phase mismatch

Gleichung (7.28) lässt sich analytisch nicht exakt lösen. Man kann jedoch eine Näherungslösung angeben. Da die nichtlinearen Effekte in der Regel klein sind, ändern sich die Amplituden der Grundwellen nur wenig, sodass deren Amplitude über die Länge des nichtlinearen Mediums als konstant angenommen werden kann. Im englischen Sprachraum ist diese Näherung als „low depletion limit“ bekannt. Unter Verwendung der gerade aufgeführten Näherung und der Annahme, dass die THz-Welle erst im Kristall erzeugt wird, also $\vec{E}_3(0) = 0$ gilt, erhält man für das elektrische Feld durch Integration über die Länge l des Mediums:

$$\vec{E}_3(l) = \frac{\mu_0 \varepsilon_0}{2k_3} \omega_3^2 \hat{\chi}^{(2)} \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \frac{\langle F_1(x, y) F_2(x, y) F_3(x, y) \rangle}{\langle F_3^2(x, y) \rangle} \frac{(e^{-i\Delta k l} - 1)}{\Delta k} \quad (7.30)$$

Die erzeugte THz-Leistung P erhält man durch Integration des zeitlich gemittelten Poyntingvektors über die x-y-Ebene.

$$\begin{aligned} P_3(l) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon_3}}{2\mu_0 c} |\vec{E}_3(l) F_3(x, y)|^2 dx dy \\ &= \frac{\sqrt{\varepsilon_3}}{2\mu_0 c} \left(\frac{\mu_0 \varepsilon_0}{2k_3} \right)^2 \omega_3^4 \cdot 4d_{eff}^2 |\vec{E}_1|^2 |\vec{E}_2|^2 \frac{\langle F_3^2(x, y) \rangle \langle F_1(x, y) F_2(x, y) F_3(x, y) \rangle^2}{\langle F_3^2(x, y) \rangle^2} \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)^2} l^2 \end{aligned} \quad (7.31)$$

Hierbei wurde die Notation der effektiven Nichtlinearität gewählt. Drückt man nun Gleichung (7.31) mit Hilfe der Leistungen der Pumpwellen aus, so erhält man schließlich

$$P_3(l) = \frac{2\omega_3^2}{\varepsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3} \frac{d_{eff}^2}{A_{eff}} P_1 P_2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)^2} l^2 \quad (7.32)$$

Hierbei bezeichnet A_{eff} die effektive Fläche der Wechselwirkung mit

$$A_{eff} = \frac{\langle F_1^2(x, y) \rangle \langle F_2^2(x, y) \rangle \langle F_3^2(x, y) \rangle}{\langle F_1(x, y) F_2(x, y) F_3(x, y) \rangle^2} \quad (7.33)$$

Kohärenzlänge

Wie Gleichung (7.32) zeigt, sind mehrere Parameter für eine effiziente THz-Erzeugung entscheidend. Zunächst sollte das Material einen großen nichtlinearen Koeffizienten aufweisen. In Tabelle 7-1 sind die nichtlinearen Koeffizienten einiger Halbleitermaterialien aufgeführt. Man sieht, dass die Nichtlinearitäten sehr groß sind und sich diese Materialien daher gut für die THz-Erzeugung mittels Differenzfrequenzerzeugung eignen.

Material	d_{14} (pm/V)	Wellenlänge [μm]
GaAs	368.7	10.6
GaP	147-220	1.064
InAs	419	10.6
InP	143.5	1.058

Tabelle 7-1: Nichtlinearer Koeffizient für einige Halbleitermaterialien nach [120]

Neben einem großen nichtlinearen Koeffizienten ist auch eine große Wechselwirkungslänge wichtig. Allerdings genügt es hier nicht, den Kristall einfach beliebig zu verlängern, da aufgrund der Phasenfehlanpassung Δk die effektive Wechselwirkungslänge beschränkt ist.

Dies wird in Abbildung 7-1 verdeutlicht. Dort ist die erzeugte THz-Leistung über der Länge des nichtlinearen Mediums dargestellt. Bei perfekter Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) steigt die THz-Leistung quadratisch an. Besteht hingegen eine Fehlanpassung so oszilliert die THz-Leistung entlang der Ausbreitungsrichtung im Medium. Die Periode der Oszillation ist von der Größe der Fehlanpassung abhängig. Zudem ist die Amplitude der Oszillation und damit der erreichbaren THz-Leistung von der Fehlanpassung abhängig. Die Amplitude steigt reziprok quadratisch mit der Fehlanpassung. Es muss also für eine effektive THz-Erzeugung das Ziel sein, die Fehlanpassung so gering wie möglich zu halten.

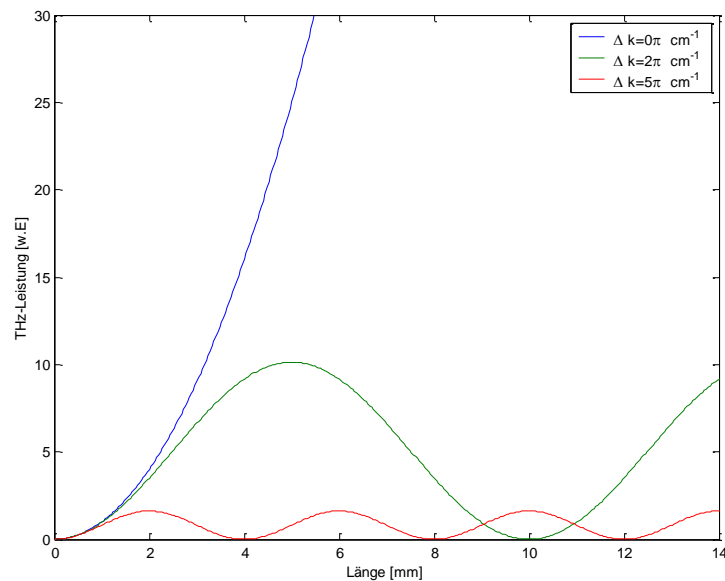


Abbildung 7-1: THz-Leistung als Funktion der Kristalllänge für verschiedene Phasenfehlanpassungen

Für die DFG existiert somit eine optimale, d.h. kürzeste Länge des nichtlinearen Mediums, die von der Phasen-Fehlanpassung abhängig ist. Diese wird als Kohärenzlänge l_c bezeichnet und es gilt:

$$l_c = \frac{\pi}{|\Delta k|} \quad (7.34)$$

Die Kohärenzlänge ist, wie bereits geschildert, von der Fehlanpassung und damit aufgrund der Dispersion auch von den beteiligten Frequenzen abhängig. Die Länge des nichtlinearen Mediums sollte

nicht größer als die Kohärenzlänge sein, damit die THz-Leistung nicht wieder abnimmt. Im optimalen Fall sind die Kristalllänge und die Kohärenzlänge gerade gleich groß.

Die Kohärenzlänge wird im Folgenden als Maß für die Güte der Phasenanpassung verwendet. Eine große Kohärenzlänge bedeutet hierbei, wie man leicht in Gleichung (7.34) sieht, eine kleine Fehlanpassung Δk und daher eine gute Phasenanpassung.

Die in Tabelle 7-1 aufgeführten Materialien haben einen großen nichtlinearen Koeffizienten und sind sowohl für die Pumpwellen als auch für die THz-Welle transparent und damit prinzipiell für die Differenzfrequenzerzeugung gut geeignet. Daher wird nun die Kohärenzlänge für den DFG-Prozess am Beispiel von GaAs berechnet. Für die Berechnung gemäß (7.34) und (7.29) wurden die Werte für die jeweiligen Brechungsindizes der beteiligten Wellenlängen dem Buch von Palik entnommen [123] (vgl. auch Anhang C). In Abbildung 7-2 ist die Kohärenzlänge von GaAs als Funktion von THz-Frequenz und Pumpwellenlänge als Kontourplot dargestellt.

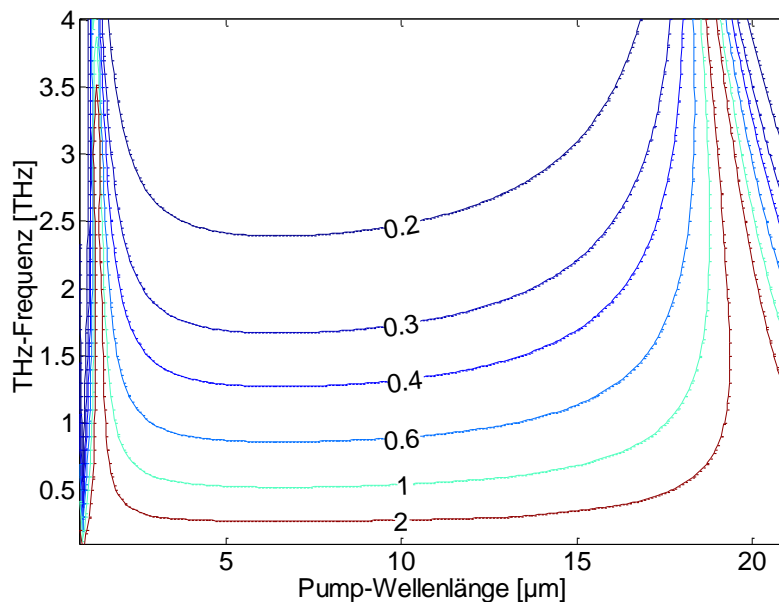


Abbildung 7-2: Kontourplot der Kohärenzlänge für den DFG Prozess in GaAs (Volumenmaterial) Die Kohärenzlänge ist hier in Millimetern angegeben

Man erkennt zwei Bereiche, in denen eine Phasenanpassung im Volumenmaterial vorliegt. Der erste Bereich befindet sich im NIR bei $1,3 \mu\text{m}$ und der zweite Bereich im MIR bei etwa $20 \mu\text{m}$. In dieser Arbeit soll die Differenzfrequenzerzeugung im MIR betrachtet werden. In diesem Bereich stehen seit einigen Jahren mit den Quantenkaskadenlasern (QCL) leistungsstarke Laser zur Verfügung. Der Spektralbereich, der von den QCL abgedeckt wird reicht von etwa $4,5 \mu\text{m}$ bis $10,5 \mu\text{m}$ [124]. Wie man in Abbildung 7-2 sieht, steigt in diesem Bereich die Kohärenzlänge zu kleinen THz-Frequenzen hin. Dennoch bleibt die Kohärenzlänge mit Werten im Bereich von 1 mm recht klein. Wie in Abbildung 7-1 gezeigt, ist eine möglichst große Kohärenzlänge für eine effektive THz-Erzeugung wünschenswert. Daher soll die Kohärenzlänge erhöht werden.

Um in der nichtlinearen Optik Phasenanpassung zu gewährleisten, werden üblicherweise Materialien verwendet, die doppelbrechend sind. Hierbei nutzt man die Richtungsabhängigkeit des

außerordentlichen Strahls aus. Eine andere Möglichkeit besteht darin eine Quasi-Phasenanpassung zu erreichen, indem man den Kristall nach einer Kohärenzlänge durch seinen „invertierten“ ersetzt. Dies bedeutet, dass sich nach einer Kohärenzlänge das Vorzeichen des $\chi^{(2)}$ umkehrt. Beispiele hierfür sind ferroelektrische Materialien wie das weitverbreitete Lithiumniobat (PPLN²²) oder Lithiumtantalat.

Für den mittelinfraroten Spektralbereich gibt es keine geeigneten doppelbrechenden oder ferroelektrischen Materialien. Man muss also eine andere Möglichkeit finden, um eine Phasenanpassung zu realisieren.

Betrachtet man die Fehlanpassung genauer, so erkennt man, dass der Wellenzahlvektor der THz-Welle für eine Phasenanpassung zu groß ist. Dieser kann durch die Verwendung eines Wellenleiters für die THz-Strahlung sehr elegant verkleinert werden, da der effektive Index der Wellenleitermode kleiner als der Brechungsindex des Wellenleiters ist. Durch die Kombination von Materialdispersion und der Dispersion eines Wellenleiters kann so die Phasenanpassung verbessert werden. Das folgende Kapitel beschäftigt sich daher mit der Führung und Phasenanpassung in Wellenleitern.

²² Englisch: periodic poled lithium niobate

8. Simulation von Halbleiter-Wellenleitern als nichtlineares Medium zur Frequenzkonversion

Besitzt eine Struktur eine höhere Brechzahl als das umgebende Material, so kann sie Licht führen und man spricht von einem Wellenleiter. Die Ausbreitung im Wellenleiter erfolgt hierbei nicht mit der Ausbreitungskonstante des Materials sondern mit einer effektiven Ausbreitungskonstante. Diese ist von der Struktur des Wellenleiters, dem Material und der geführten Wellenlänge abhängig. Der Wellenleiter besitzt also ebenfalls eine Dispersionsrelation und man spricht von der Wellenleiterdispersion.

Die Kombination aus Materialdispersion und Wellenleiterdispersion soll nun verwendet werden, um die Phasenanpassung für den DFG-Prozess zu gewährleisten. Dies ist notwendig, da wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, die Kohärenzlänge im Volumenmaterial nicht ausreichend ist, um eine effiziente THz-Erzeugung zu erreichen.

In diesem Kapitel wird daher zunächst in das Konzept der Wellenleitung eingeführt und die Theorie der Wellenleitung dargestellt. Hierbei wird im ersten Abschnitt zunächst die eindimensionale Führung in Schichtwellenleitern betrachtet bevor im zweiten Abschnitt die Führung in zwei Dimensionen betrachtet wird. Für verschiedene Wellenleiterkonfigurationen wird schließlich die Phasenanpassung unter Variation zahlreicher Parameter untersucht.

Die Darstellung der Wellenleiter-Theorie in diesem Kapitel ist an die Ausführungen im Lehrbuch Integrierte Optik von Karthe und Müller [125] angelehnt. Die Brechzahlen der binären Halbleitermaterialien wurden aus dem Buch von Palik entnommen [123]. Die Brechungsindizes der ternären Verbindungen wurden durch lineare Interpolation der binären Verbindungen ermittelt. Diese Methode stellt eine gute Näherung dar, solange die betrachteten Wellenlängen hinreichend weit von Absorptionslinien entfernt sind [74].

8.1. Schichtwellenleiter

Geometrisch-Optische Beschreibung

Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben muss die Kohärenzlänge des DFG-Prozesses vergrößert werden. Dies kann durch eine Führung der beteiligten Wellen in Wellenleitern geschehen. Um den Prozess der Wellenleitung anschaulich darzustellen, ist es hilfreich zunächst eine kurze Beschreibung im geometrisch-optischen Modell zu geben. Der einfachste Fall ist ein Schichtwellenleiter, wie er in Abbildung 8-1 dargestellt ist.

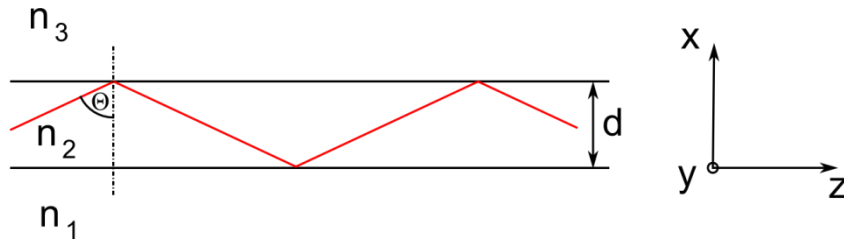


Abbildung 8-1: Prinzip der Wellenleitung

Der Brechungsindex n_2 der mittleren Schicht ist größer als die der beiden äußeren Schichten n_1 und n_3 . Die mittlere Schicht wird als Wellenleiterkern bezeichnet und wird unten durch das Substrat und oben durch das Superstrat, oder Cladding, begrenzt.

Trifft Licht in einem optisch dichteren Medium unter einem Winkel θ , der größer ist als die jeweiligen Grenzwinkel für Totalreflektion an den Grenzflächen, so verlässt das Licht die Führungsschicht nicht, sondern wird während der Ausbreitung in z -Richtung zwischen den Grenzflächen hin und her reflektiert. Die Ausbreitung in z -Richtung erfolgt in diesem Fall mit der Ausbreitungskonstanten β :

$$\beta = k_2 \sin(\theta) = k_0 n_2 \sin(\theta) \quad (8.1)$$

Hieraus lässt sich ein effektiver Brechungsindex ableiten.

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} = n_2 \sin(\theta) \quad (8.2)$$

Aufgrund der Wellennatur des Lichts kann die Ausbreitungskonstante nur diskrete Werte β_m annehmen. Zu jeder dieser Ausbreitungskonstanten gehört eine Wellenleitermode. Im Folgenden soll die Theorie zur Führung elektromagnetischer Wellen in Wellenleitern näher betrachtet werden.

Schichtwellenleiter mit 3 Schichten

Ausgangspunkt sind wieder die Maxwellgleichungen mit den zugehörigen Materialgleichungen (7.1) - (7.6). Wir betrachten im Folgenden dielektrisch inhomogene aber isotrope Materialien, die nichtleitend und verlustfrei sind, d.h. es gilt $\hat{\mu}(\vec{r}, t) = \mu_0$, $\hat{\epsilon}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 n^2(\vec{r})$ und $\hat{\sigma}(\vec{r}, t) = 0$. Zudem gehen wir davon aus, dass keine externen Ladungen und Ströme vorhanden sind, d.h. $\rho = 0$ und $\vec{j} = 0$. Für diesen Fall lässt sich durch Anwendung des Rotationsoperators auf Gleichung (7.3) unter Berücksichtigung der übrigen Maxwell-Gleichungen und der Materialgleichungen die Wellengleichung ableiten:

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left(\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \vec{E} \right) = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (8.3)$$

Betrachten wir nun wieder das Schichtsystem aus Abbildung 8-1. Der Verlauf des Brechungsindex ist durch die Materialien gegeben:

$$\begin{aligned} \text{Material 1:} \quad x &\leq 0 & n(x) &= n_1 \\ \text{Material 2:} \quad 0 &< x < d & n(x) &= n_2 \\ \text{Material 3:} \quad x &\geq d & n(x) &= n_3 \end{aligned}$$

Die Ausbreitung der Welle erfolgt in z-Richtung. Aufgrund der Translationssymmetrie des Wellenleiters in y-Richtung kann das elektrische Feld in der Form

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (8.4)$$

angenommen werden. Für die drei Bereiche $j = 1, 2, 3$ gilt damit:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_j(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_j^2 - \beta^2) \vec{E}_j(x) = 0 \quad (8.5)$$

Die Lösungen zerfallen in transversal elektrische (TE) mit $E_x = E_z = H_y = 0$ und transversal magnetische Wellen (TM) mit $H_x = H_z = E_y = 0$.

Wir betrachten zunächst TE-Wellen und wählen als Ansatz für das elektrische Feld im Substrat und Cladding ein in x-Richtung exponentiell gedämpftes Feld, da sich das Licht in diesen Schichten nicht ausbreiten soll, sondern im Kern geführt wird. Im Wellenleiterkern setzen wir eine Feldverteilung als Linearkombination von Sinus- und Kosinus-Funktion an:

$$\begin{aligned} E_{y,1} &= A e^{\alpha x}, & x &\leq 0 \\ E_{y,2} &= B \cos(k_2 x) + C \sin(k_2 x), & 0 \leq x \leq d \\ E_{y,3} &= D e^{-\alpha_3 x}, & x &\geq d \end{aligned} \quad (8.6)$$

Geht man mit diesem Ansatz in die Wellengleichungen (8.5) ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} \alpha_1^2 &= \beta^2 - k_0^2 n_1^2 \\ k_2^2 &= k_0^2 n_2^2 - \beta^2 \\ \alpha_3^2 &= \beta^2 - k_0^2 n_3^2 \end{aligned} \quad (8.7)$$

Aus (7.3) erhält man für die z-Komponente der magnetischen Feldstärke $H_z = \frac{i}{\mu_0 \omega} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial x}$

$$\begin{aligned} H_{z,1} &= \frac{i}{\mu_0 \omega} \alpha_1 A e^{\alpha x}, & x &\leq 0 \\ H_{z,2} &= \frac{i}{\mu_0 \omega} k_2 (-B \sin(k_2 x) + C \cos(k_2 x)), & 0 \leq x \leq d \\ H_{z,3} &= -\frac{i}{\mu_0 \omega} \alpha_3 D e^{-\alpha_3 x}, & x &\geq d \end{aligned} \quad (8.8)$$

Die tangentialen Feldkomponenten E_y und H_z gehen an den Grenzflächen stetig über. Hieraus ergeben sich folgende Übergangsbedingungen:

$$\begin{aligned}
x = 0: \quad & A = B \\
& \alpha_1 A = k_2 C \\
x = d: \quad & D e^{-\alpha_3 x} = B \cos(k_2 d) + C \sin(k_2 d) \\
& -\alpha_3 D e^{-\alpha_3 x} = k_2 (-B \sin(k_2 d) + C \cos(k_2 d))
\end{aligned} \tag{8.9}$$

Aus diesen Bedingungen ergibt sich:

$$(k_2^2 - \alpha_1 \alpha_3) \cdot \sin(k_2 d) = k_2 (\alpha_1 + \alpha_3) \cdot \cos(k_2 d), \tag{8.10}$$

bzw.:

$$\tan(k_2 d) = \frac{k_2 (\alpha_1 + \alpha_3)}{k_2^2 - \alpha_1 \alpha_3} \tag{8.11}$$

Gleichungen (8.10) und (8.11) stellen jeweils eine Bestimmungsgleichung für die Ausbreitungskonstante β der 0. Wellenleitermode dar. Die höheren Moden des Wellenleiters erhält man aus der Periodizität der Winkel-Funktionen:

$$\tan(k_2 d - m\pi) = \frac{k_2 (\alpha_1 + \alpha_3)}{k_2^2 - \alpha_1 \alpha_3} \tag{8.12}$$

Gleichung (8.12) ist analytisch nicht lösbar. Man muss daher auf numerische oder graphische Lösungen zurückgreifen. Es sei hierbei angemerkt, dass für eine numerische Lösung die Gleichung (8.10) besser geeignet ist, da die Sinus- und Kosinus-Funktionen im Gegensatz zur Tangens-Funktion keine Unstetigkeitsstellen aufweisen.

Die Feldverteilung in den Schichten lässt sich ebenfalls darstellen. Hierzu führt man zweckmäßigerweise die Konstanten E_0 und φ ein, mit $B = E_0 \cos \varphi$, $C = E_0 \sin \varphi$ und $\tan \varphi = \frac{\alpha_1}{k_2}$. Somit wird (8.6) zu:

$$\begin{aligned}
E_{y,1} &= E_0 \cos \varphi e^{\alpha x}, & x \leq 0 \\
E_{y,2} &= E_0 \cos(\varphi) \cos(k_2 x) + E_0 \sin(\varphi) \sin(k_2 x), & 0 \leq x \leq d \\
E_{y,3} &= [E_0 \cos(\varphi) \cos(k_2 d) + E_0 \sin(\varphi) \sin(k_2 d)] e^{-\alpha_3 x}, & x \geq d
\end{aligned}$$

Unter Ausnutzung trigonometrischer Beziehungen vereinfacht sich dies zu:

$$\begin{aligned}
E_{y,1} &= E_0 \cos \varphi e^{\alpha x}, & x \leq 0 \\
E_{y,2} &= E_0 \cos(k_2 x - \varphi), & 0 \leq x \leq d \\
E_{y,3} &= E_0 \cos(k_2 d - \varphi) e^{-\alpha_3 x}, & x \geq d
\end{aligned} \tag{8.13}$$

Man erkennt, dass E_0 die maximale Feldamplitude bezeichnet und φ die Lage des Maximums im Wellenleiter bestimmt.

Für die TM-Moden betrachtet man die H_y -Komponente sowie die Differentialgleichung für das magnetische Feld:

$$\frac{\partial^2 \vec{H}_j(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_j^2 - \beta^2) \vec{H}_j(x) = 0 \quad (8.14)$$

Durch völlig analoge Betrachtungen wie im TE-Fall findet man die Dispersionsrelation für TM-Moden:

$$\tan(k_2 d - m\pi) = \frac{\frac{k_2}{n_2^2} \left(\frac{\alpha_1}{n_1^2} + \frac{\alpha_3}{n_3^2} \right)}{\frac{k_2^2}{n_2^4} - \frac{\alpha_1 \alpha_3}{n_1^2 n_3^2}} \quad (8.15)$$

Die Feldverteilung sowie die elektrischen Feldkomponenten E_x und E_z erhält man ebenfalls analog zur Vorgehensweise im TE-Fall.

Schichtwellenleiter mit n Schichten

Nachdem die Lösung für den Spezialfall von drei Schichten skizziert wurde, soll im Folgenden der allgemeine Fall eines Schichtwellenleiters mit n Schichten beschrieben werden. Diese können zum einen dazu eingesetzt werden direkt die Ausbreitungskonstanten in Schichtwellenleitern mit mehr als drei Schichten zu bestimmen. Zum anderen werden diese Schichtsysteme in Kapitel 8.2 benötigt, um Teillösungen bei der Simulation zweidimensionaler Wellenleiter zu berechnen.

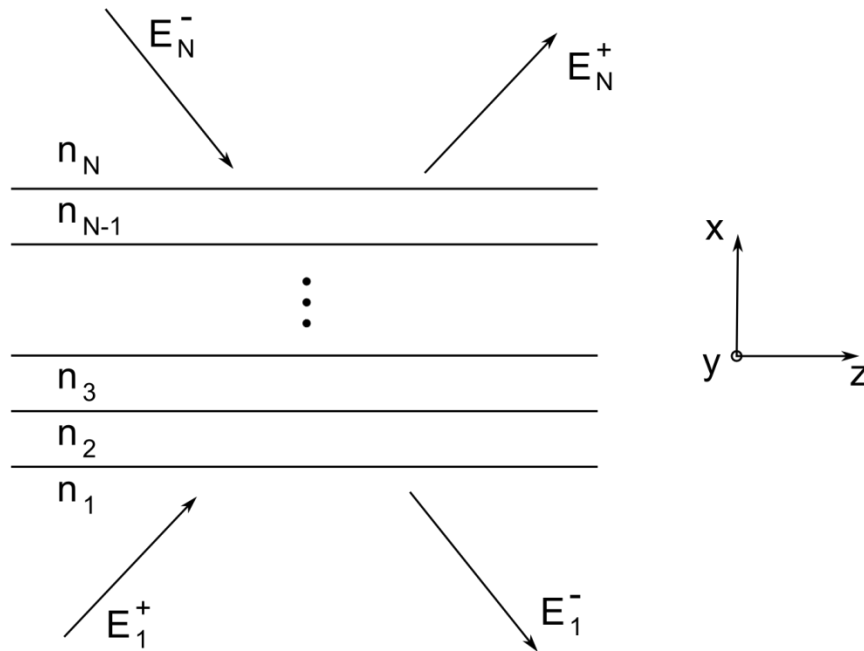


Abbildung 8-2: Schema eines Vielschichtwellenleiters

In Abbildung 8-2 ist ein Schichtsystem eines Wellenleiters mit N Schichten skizziert. Betrachten wir zunächst die j -te Schicht mit einer Dicke von d_j und einem Brechungsindex n_j . Die Felder werden in der Form

$$\begin{aligned}\vec{E}_j &= \vec{E}_{j,0} \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} \\ \vec{H}_j &= \vec{H}_{j,0} \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}\end{aligned}\quad (8.16)$$

angenommen. Die Felder lassen sich wieder in TE- und TM-Moden unterteilen mit:

$$\vec{E}_j^{TE} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_{y,j} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{H}_j^{TE} = \begin{pmatrix} H_{x,j} \\ 0 \\ H_{z,j} \end{pmatrix}\quad (8.17)$$

und

$$\vec{E}_j^{TM} = \begin{pmatrix} E_{x,j} \\ 0 \\ E_{z,j} \end{pmatrix}, \quad \vec{H}_j^{TM} = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{y,j} \\ 0 \end{pmatrix}.\quad (8.18)$$

Die Felder bestehen aus einem Anteil, der sich in positiver x -Richtung ausbreitet \vec{E}_j^+ und einen Anteil, der sich in negativer x -Richtung ausbreitet \vec{E}_j^- :

$$\vec{E}_j = \vec{E}_j^+ + \vec{E}_j^- \quad (8.19)$$

Die Ausbreitung dieser Komponenten durch die j -te Schicht erfolgt gemäß Gleichung (8.16):

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_j^+ \\ \vec{E}_j^- \end{pmatrix}_{d_j} = \begin{pmatrix} t_j & 0 \\ 0 & t_j^{-1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{E}_j^+ \\ \vec{E}_j^- \end{pmatrix}_0 \quad (8.20)$$

Mit $t_j = e^{ik_{x,j}d_j}$. Die Felder an der oberen Grenze der j -ten Schicht sind hier mit dem Index d_j bezeichnet und werden mithilfe obiger Transfermatrix aus den Feldern an der unteren Grenze (Index 0) berechnet. Die Umkehrung wird offensichtlich mit der inversen Matrix berechnet:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_j^+ \\ \vec{E}_j^- \end{pmatrix}_0 = \begin{pmatrix} t_j^{-1} & 0 \\ 0 & t_j \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{E}_j^+ \\ \vec{E}_j^- \end{pmatrix}_{d_j} \quad (8.21)$$

Diese Darstellung ist hervorragend geeignet, die Ausbreitung innerhalb einer Schicht zu beschreiben. An den Grenzflächen hingegen gehen die transversalen Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes stetig über. Um diese zu berechnen werden zunächst die ein- und auslaufenden Komponenten aus Gleichung (7.3) und (7.4) berechnet. Für den TE-Fall erhält man:

$$H_{z,j}^\pm = \pm g^{TE} E_{y,j}^\pm, \quad g^{TE} = \frac{k_{x,j}}{\omega\mu_0} \quad (8.22)$$

und für den TM-Fall

$$E_{z,j}^{\pm} = \pm g^{TM} H_{y,j}^{\pm}, \quad , \quad g^{TM} = -\frac{k_{x,j}}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_j} \quad (8.23)$$

Somit berechnen sich die transversalen Komponenten im TE-Fall aus den vorwärts und rückwärts laufenden Feldkomponenten gemäß:

$$\begin{pmatrix} E_{y,j} \\ H_{z,j} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ g^{TE} & -g^{TE} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{E}_{y,j}^+ \\ \vec{E}_{y,j}^- \end{pmatrix} \quad (8.24)$$

Diese Komponenten gehen an den Grenzflächen der Schicht stetig über. Die inverse Transformation erfolgt gemäß:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_{y,j}^+ \\ \vec{E}_{y,j}^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & (g^{TE})^{-1} \\ 1 & (-g^{TE})^{-1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{y,j} \\ H_{z,j} \end{pmatrix} \quad (8.25)$$

Die Transformationen für den TM-Fall erhält man völlig analog. Das H -Feld und das E -Feld tauschen die Rollen und in (8.24) und (8.25) wird statt g^{TE} die entsprechende Transformation mit g^{TM} durchgeführt.

Damit kann nun ein Formalismus für das gesamte Schichtsystem angegeben werden. Wir beginnen mit den ein- und auslaufenden Feldern der Schicht N.

- 1) Transformation der ein und auslaufenden Komponenten in E und H der Schicht N
- 2) Stetiger Übergang von E und H in die darunterliegende Schicht
- 3) Rücktransformation von E und H auf die ein und auslaufenden Komponenten
- 4) Ausbreitung zum unteren Ende der Schicht
- 5) Transformation der ein und auslaufenden Komponenten in E und H
- 6) Wiederholung der Schritte 2)-5) bis das untere Ende der 2. Schicht erreicht ist.
- 7) Stetiger Übergang nach Schicht 1
- 8) Rücktransformation von E und H auf die ein und auslaufenden Komponenten der 1. Schicht

Mit diesem Formalismus lässt sich das gesamte Schichtsystem berechnen und man erhält:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_{y,1}^+ \\ \vec{E}_{y,1}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E}_{y,N}^+ \\ \vec{E}_{y,N}^- \end{pmatrix} \quad (8.26)$$

mit

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & g_1^{-1} \\ 1 & -g_1^{-1} \end{pmatrix} \left\{ \prod_{j=2}^{N-1} \left[\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ g_j & -g_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_j^{-1} & 0 \\ 0 & t_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & g_j^{-1} \\ 1 & -g_j^{-1} \end{pmatrix} \right] \right\} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ g_N & -g_N \end{pmatrix} \quad (8.27)$$

Da der Fall der Wellenleitung betrachtet wird, verschwinden die Komponenten $\vec{E}_{y,1}^+$ und $\vec{E}_{y,N}^-$, die auf das Schichtsystem zulaufen. Aus (8.26) erhält man

$$\vec{E}_{y,1}^+ = a\vec{E}_{y,N}^+ + b\vec{E}_{y,N}^- \quad (8.28)$$

Somit ist Wellenleitung gegeben falls

$$a = 0 \quad (8.29)$$

gilt, das Matrixelement a also verschwindet. (8.29) stellt die Bestimmungsgleichung für die Ausbreitungskonstanten im Vielschichtwellenleiter dar. Die Nullstellensuche erfolgt auch hier numerisch.

Phasenanpassung in Schichtwellenleitern

Bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Wellenleitern ist die Ausbreitungskonstante wie im vorigen Abschnitt beschrieben nicht nur vom Material und der zugehörigen Materialdispersion abhängig, sondern auch von der Wellenleiterdispersion. Für den DFG-Prozess bedeutet dies, dass sich die beteiligten Wellen mit den jeweiligen effektiven Ausbreitungskonstanten ausbreiten. Entsprechend müssen für die Berechnung der Phasenfehlانpassung und der daraus gemäß (7.34) berechneten Kohärenzlänge des Wellenleiters die effektiven Ausbreitungskonstanten verwendet werden.

Im Folgenden soll die Phasenanpassung zwischen der erzeugten THz-Welle und den MIR-Pumpwellen betrachtet werden. Als Quellen dienen Quantenkaskadenlaser im mittleren Infrarot. Die verfügbaren QCL decken typischerweise einen Wellenlängenbereich von $4,5 \mu\text{m}$ bis $10,5 \mu\text{m}$ ab. Es wird daher für diesen Wellenlängenbereich eine Phasenanpassung angestrebt.

Zunächst wird ein Schichtwellenleiter mit drei Schichten betrachtet. Der Kern des Wellenleiters besteht aus GaAs, als Substrat sowie Cladding dient Luft. In Abbildung 8-3 ist in a) die Schichtanordnung sowie die Feldverteilung für die THz-Strahlung für eine Frequenz von 1 THz und einer Schichtdicke von $80 \mu\text{m}$ dargestellt. Der Wellenleiter führt sowohl die Mode 0. Ordnung (blau) als auch die Mode 1. Ordnung (grün). Man sieht, dass die 0. Mode stärker im Wellenleiter lokalisiert ist, was gleichbedeutend mit einem höheren effektiven Index ist. In Teilabbildung b) ist die Kohärenzlänge in einem Iso- l_c -Graphen als Funktion von THz-Frequenz und Wellenleiterbreite dargestellt. Die Bereiche mit großer Kohärenzlänge entsprechen einer geringen Fehlanpassung. Diese Parameterkombinationen ermöglichen folglich einen effizienten DFG-Prozess. Man erkennt, dass für eine steigende THz-Frequenz die Breite des Wellenleiters kleiner werden muss, um Phasenanpassung zu gewährleisten. Dies ist auf den Einfluss des Wellenleiters zurückzuführen. Die Materialdispersion hingegen spielt nur eine untergeordnete Rolle.

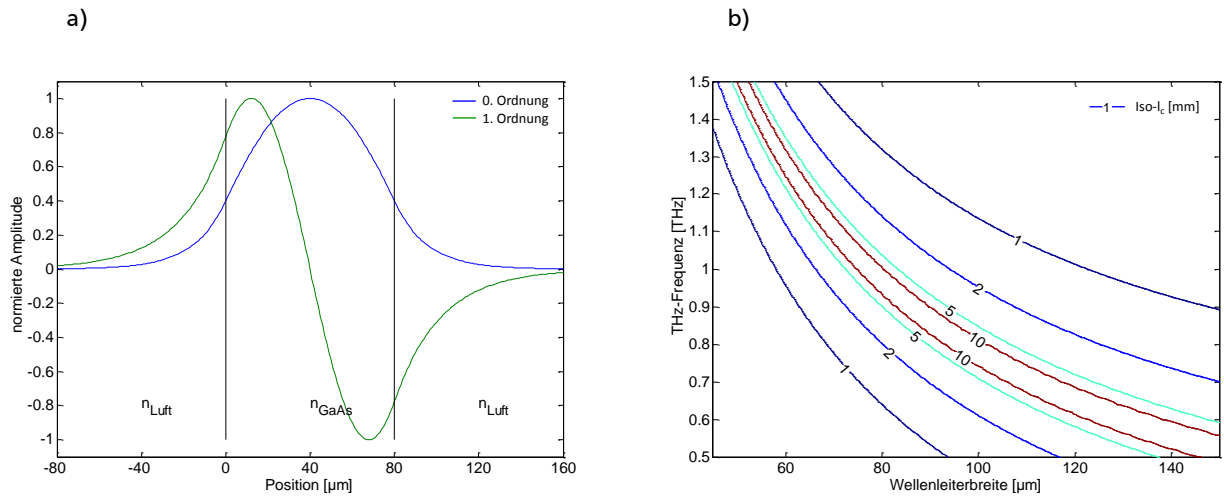


Abbildung 8-3: Phasen Anpassung in einem GaAs-Schichtwellenleiter a) Anordnung der Schichten und Feldverteilung für $\nu = 1 \text{ THz}$ und $\lambda_{\text{pump}} = 8,2 \mu\text{m}$, b) Konturplot der Kohärenzlänge in mm für eine Pumpwellenlänge von $8,2 \mu\text{m}$

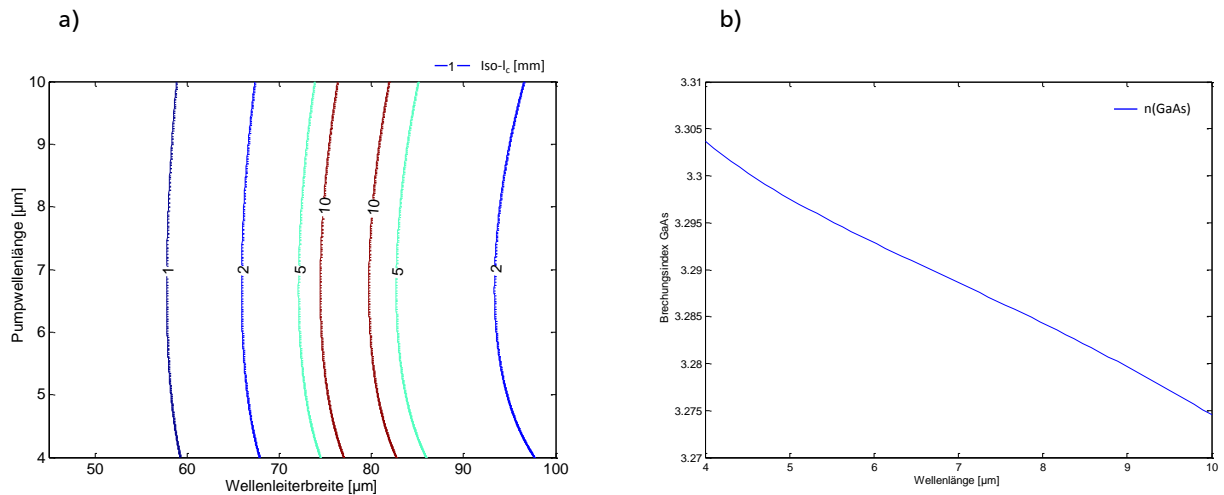


Abbildung 8-4: a) Kohärenzlänge in mm als Funktion von Wellenleiterbreite und Pumpwellenlänge für $\nu = 1 \text{ THz}$, b) Dispersion von GaAs im MIR

In Abbildung 8-4 ist die Kohärenzlänge als Funktion von Wellenleiterbreite und Pump-Wellenlänge dargestellt. Die Pumpwellenlänge ist hierbei die kleinere der beiden MIR-Wellenlängen. Die zweite beteiligte MIR-Welle wird entsprechend der Differenzfrequenz nachgeführt. Es zeigt sich, dass die Pumpwellenlänge nahezu keinen Einfluss auf die notwendige Wellenleiterbreite hat. Dies hat zwei Gründe. Zum einen hat die Dispersion des THz-Wellenleiters aufgrund dessen Größe keinen Einfluss auf die Ausbreitungskonstanten der MIR-Wellen. Zum anderen ist die Dispersionsrelation von GaAs, wie Teilabbildung b) zeigt, in der Wellenlängendarstellung fast linear. Dies führt dazu, dass bei konstanter Differenzfrequenz auch die Differenz der Wellenvektoren annähernd konstant bleibt.

Wird als Substrat ein Halbleitermaterial anstelle von Luft verwendet, so lassen sich durch eine geeignete Wahl der Wellenleiterbreite ähnliche Ergebnisse erzielen. In diesem Fall wird die Feldverteilung der THz-Mode asymmetrisch und dehnt sich weiter in das Substrat aus als in das Cladding.

Gegenüber den Ergebnissen für das Volumenmaterial aus Kapitel 7 kann also durch eine geeignete Wahl der Wellenleiterbreite der Bereich der Phasenanpassung derart verschoben werden, dass nun Pumpwellen im Bereich $4,5\text{-}10\text{ }\mu\text{m}$ verwendet werden können, um THz-Strahlung im Bereich um 1 THz zu erzeugen. Somit sind in diesem Bereich Kohärenzlängen oberhalb von 10 mm möglich.

Allerdings erfolgt die Führung der THz-Welle nur in einer Dimension. In der zweiten lateralen Dimension bleibt die THz-Welle ungeführt. Dies hat eine große effektive Fläche zur Folge und reduziert somit die Effizienz der Frequenzkonversion. Die MIR-Strahlung ist in den dargestellten Wellenleitern aufgrund der im Vergleich zur MIR-Wellenlänge großen Abmessungen des Wellenleiters ungeführt bzw. nur sehr schwach geführt. Da eine effektive THz-Erzeugung hohe Intensitäten benötigt, und sich der fokussierte MIR-Strahl bei der Ausbreitung aufweitet, ist die nutzbare Länge nicht allein durch die Kohärenzlänge gegeben sondern wird auch durch die Rayleigh-Länge der fokussierten MIR Strahlung begrenzt. Diese Beschränkung kann durch Führung der MIR-Strahlung in einem Wellenleiter beseitigt werden. Im folgenden Abschnitt soll daher das Ziel verfolgt werden, sowohl die THz-Welle als auch die MIR-Strahlung in zwei Dimensionen zu führen und so eine effiziente THz-Erzeugung zu ermöglichen.

8.2. Zweidimensionale Wellenleiter

Die Berechnung zweidimensionaler Wellenleiter ist in der Regel nicht analytisch möglich sondern muss ebenfalls numerisch erfolgen. Hierfür gibt es zahlreiche Methoden, wie beispielsweise die zweidimensionale Bündelverfolgung (BPM) oder die finite Differenzen Methode. Diese sind jedoch im Hinblick auf den Rechenaufwand recht anspruchsvoll. Aufgrund der großen Parameterräume, die untersucht werden sollen, stellt die benötigte Rechenzeit ein wichtiges Kriterium dar.

Eine Methode, die sich recht einfach implementieren lässt und nur einen relativ geringen Rechenaufwand erfordert, ist die Methode des effektiven Brechungsindex. Diese Methode wird daher in dieser Arbeit eingesetzt. Sie ermöglicht eine Berechnung der Ausbreitungskonstanten für die beteiligten Wellen und damit auch die Berechnung der Kohärenzlänge. Im Folgenden soll die Methode des effektiven Brechungsindex kurz dargestellt werden.

Methode des effektiven Brechungsindex

Wir betrachten zweidimensionale Wellenleiter mit rechteckförmiger Struktur. In Abbildung 8-5 ist das Vorgehen bei der effektiven Indexmethode schematisch dargestellt. Das zweidimensionale Problem wird in zwei orthogonale, eindimensionale Probleme zerlegt. Zunächst wird die Lösung eines der beiden Schichtwellenleiter berechnet. Dies erfolgt nach den in Kapitel 8.1 dargestellten Lösungsmethoden. Der so gefundene effektive Brechungsindex wird als Index für den Kern des zweiten Schichtwellenleiter verwendet. Die Reihenfolge der Lösungen ist hierbei willkürlich.

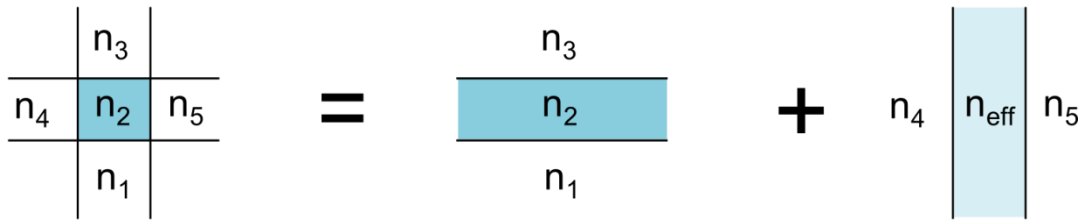


Abbildung 8-5: Methode des effektiven Index

Die effektive Indexmethode beruht also auf der numerischen Lösung zweier transzendenter Gleichungen für jede der drei beteiligten Wellen. Dies kann mit mathematischen Programmen wie beispielsweise MATLAB erfolgen. Der rechnerische Aufwand hierfür ist eher gering. Dies ist wichtig, da im Folgenden die Phasendifferenz der drei Wellen in zweidimensionalen Strukturen auf ihre Parameterabhängigkeit untersucht werden sollen. Hierfür werden zahlreiche Parameter teilweise über große Bereiche variiert, sodass die Rechenzeit bei den Analysen nicht zu groß sein darf.

Die hier dargestellte Methode hat wie bereits dargestellt den Vorteil, dass sie mathematisch relativ einfach zu behandeln und der Rechenaufwand beherrschbar ist. Allerdings werden mit diesem Verfahren lediglich die Ausbreitungskonstanten der THz- und MIR-Wellen bestimmt. Die Feldverteilung der Moden ist mit dieser Methode nicht zu bestimmen. Diese wird aber benötigt, um die effektive Fläche des DFG-Prozesses gemäß (7.33) zu berechnen. Hierfür wird für ausgezeichnete Parameter, für die eine gute Phasenanpassung erreicht wird, mit Hilfe einer Zweidimensionalen finiten Differenzenmethode [126] die Feldverteilung berechnet. Mit Hilfe der Feldverteilungen lässt sich schließlich die effektive Fläche des DFG-Prozesses berechnen. Da die effektive Fläche gemäß (7.32) in die Berechnung der erzeugten THz-Leistung einfließt, ist eine möglichst kleine effektive Fläche anzustreben.

Phasenanpassung in zweidimensionalen Wellenleitern

In diesem Teil der Arbeit sollen verschiedene zweidimensionale Strukturen hinsichtlich der Parametereinflüsse auf die Phasenanpassung für den DFG-Prozess untersucht werden. Für die hier dargestellten Berechnungen der Kohärenzlänge wurde die Methode des effektiven Brechungsindex verwendet, wobei die Absorption der Materialien vernachlässigt wurde.

Ein einfaches Design, welches eine zweidimensionale Führung der Pumpwellen und der THz-Welle ermöglicht, ist in Abbildung 8-6 a) dargestellt. Der THz-Wellenleiter hat einen quadratischen Querschnitt und wird von Luft umschlossen. Der Wellenleiter für die MIR-Strahlung befindet sich im Zentrum des THz-Wellenleiters und hat ebenfalls eine quadratische Struktur.

In Abbildung 8-6 b) ist die Kohärenzlänge als Funktion der Breite des THz-Wellenleiters und der Pumpwellenlänge dargestellt. Für diese Simulation wurde als Material für den THz-Wellenleiter GaAs angenommen und der MIR-Kern besteht aus InAs. Die Dimension des MIR-Wellenleiters beträgt $5 \mu\text{m}$ und ist für alle Pumpwellenlängen konstant. Die Differenzfrequenz beträgt 1 THz. Man sieht, dass zunächst einmal eine Phasenanpassung mit einer Kohärenzlänge größer 10 mm für Pumpwellenlängen oberhalb von $5 \mu\text{m}$ möglich ist. Die Breite des THz-Wellenleiters ist hierbei im Bereich von $200 \mu\text{m}$.

Struktur 1

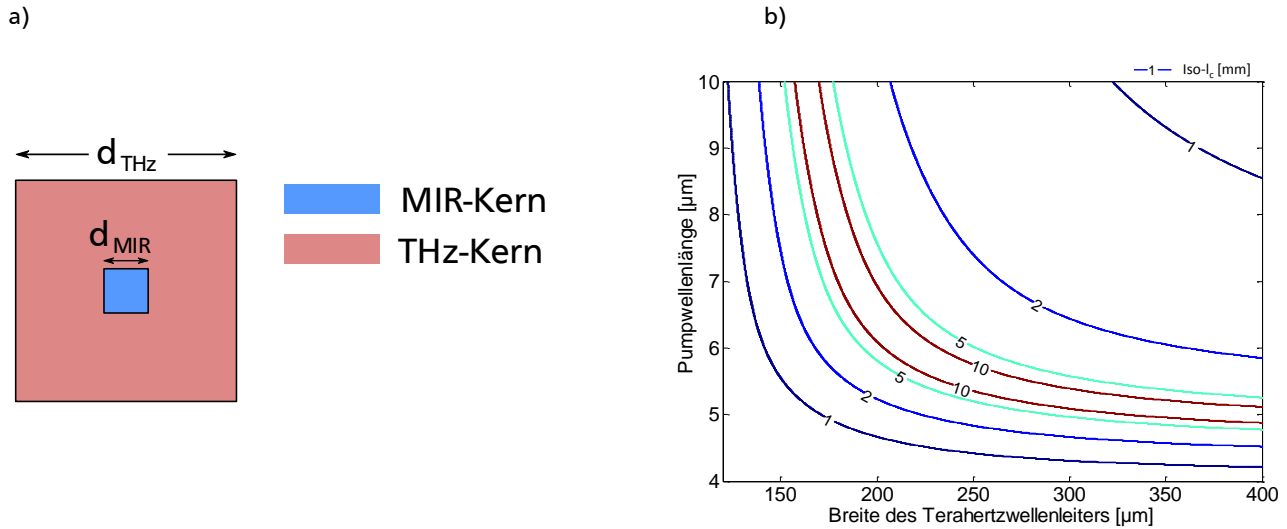


Abbildung 8-6: a) Schema des Wellenleiterdesigns. b) Kohärenzlänge in Abhängigkeit von Wellenleiterbreite und Pumpwellenlänge für $\nu = 1 \text{ THz}$ und $d_{MIR} = 5 \mu\text{m}$. Für den MIR-Kern wurde in dieser Berechnung InAs und für den THz-Kern GaAs als Material verwendet.

Die kommerziell verfügbaren QCL im MIR decken einen Bereich von $4,3 \mu\text{m}$ bis $10,5 \mu\text{m}$ ab. Soll für diesen gesamten Bereich eine Phasenanpassung möglich sein, so kann man eine andere Wahl für die Materialien treffen. Berechnet man die Kohärenzlänge nun für eine Kombination aus GaP für den THz-Wellenleiterkern und GaAsP für den MIR-Kern, so kann eine Phasenanpassung für den oben genannten Spektralbereich gewährleistet werden. In Abbildung 8-7 a) ist die Kohärenzlänge als Funktion von

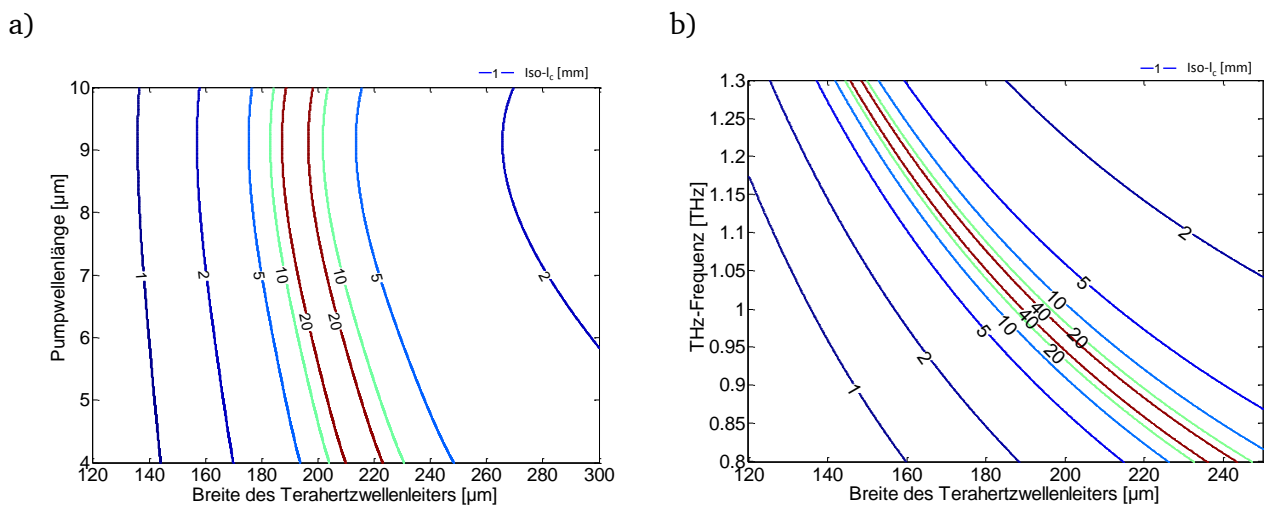


Abbildung 8-7: a) Kohärenzlänge als Funktion von THz-Wellenleiterbreite und Pumpwellenlänge für $\nu = 1 \text{ THz}$ und $d_{MIR} = 4 \mu\text{m}$, b) Kohärenzlänge als Funktion von THz-Wellenleiterbreite und THz-Frequenz für $\lambda_{pump} = 9 \mu\text{m}$ und $d_{MIR} = 4 \mu\text{m}$. Für den MIR-Kern wurde GaAsP und für den THz-Kern GaP als Material verwendet.

THz-Wellenleiterbreite und Pumpwellenlänge dargestellt. Die THz-Frequenz beträgt hier 1 THz und die Breite des MIR-Wellenleiters wurde auf $4 \mu\text{m}$ konstant gehalten.

Man sieht, dass für diese Materialkombination Phasen Anpassung für den gesamten MIR-Spektralbereich gewährleistet werden kann. Zudem ist die Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge nur schwach ausgeprägt. Dies bedeutet eine große Flexibilität in der Wahl der MIR-Quellen.

In Teilabbildung b) ist die Kohärenzlänge als Funktion von THz-Wellenleiterbreite und THz-Frequenz dargestellt. Für diese Rechnung wurde eine Pumpwellenlänge von $9\text{ }\mu\text{m}$ angenommen und eine Wellenleiterbreite im MIR von $4\text{ }\mu\text{m}$. Man sieht, dass für Frequenzen im Bereich von 1 THz Kohärenzlängen von einigen 10 mm erreichbar sind. Zudem ist eine gewisse Toleranz gegenüber kleinen Parameteränderungen gegeben.

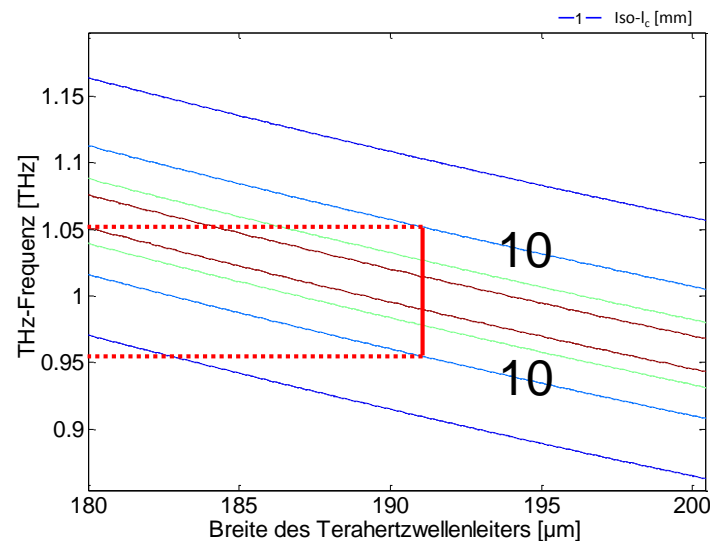


Abbildung 8-8: Detail aus Abbildung 8-7 b): Möglichkeit des Durchstimmens der THz-Frequenz bei gegebenem Kristall

Dies wird in Abbildung 8-8 verdeutlicht. Abbildung 8-8 zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 8-7 b). Als gewünschte Parameter sind hier eine THz-Frequenz von 1 THz bei einer Pumpwellenlänge von $9\text{ }\mu\text{m}$ gewählt worden. Die optimale Breite des THz-Wellenleiters beträgt für diese Kombination $191\text{ }\mu\text{m}$. Eine effiziente THz-Erzeugung ist jedoch möglich solange die Länge des Mediums kleiner als die Kohärenzlänge ist. Ein solcher Parameterbereich wurde für eine Kristalllänge von 10 mm eingezeichnet. Innerhalb des markierten Bereichs ist die Kohärenzlänge größer oder gleich der Kristalllänge. Dieser Bereich kann somit als Durchstimmbereich des Kristalls interpretiert werden und beträgt für diese Struktur 100 GHz. Die effektive Fläche wurde zu $10900\text{ }\mu\text{m}^2$ berechnet. Dies stellt im Vergleich zu den im Folgenden betrachteten Strukturen den kleinsten Wert dar. Somit ist diese Struktur im Hinblick auf die erreichbare THz-Leistung optimal.

Das dargestellte Wellenleiterdesign ermöglicht eine Phasen Anpassung zwischen den beteiligten Wellen. Allerdings ist zu bedenken, dass die Struktur fragil ist. Zudem muss der Wellenleiter gehaltert werden. Da die Halterung zwangsläufig die wellenleitende Struktur berührt, wird dies einen Einfluss auf die Führungseigenschaften und damit auch auf die Phasen Anpassung haben.

Als nächstes soll daher ein Wellenleiter betrachtet werden, der sich auf einem Substrat befindet. Eine solche Struktur ist robuster gegen mechanische Belastung und kann gehaltert werden ohne dass die wellenleitende Region beeinflusst wird.

Struktur 2

In Abbildung 8-9 a) ist das Profil dieses Wellenleiters dargestellt. Das Design ist dem vorherigen ähnlich. Der Wellenleiterkern für das MIR besteht aus GaAs und der Wellenleiterkern für die THz-Welle aus GaAsP. Während das Cladding für den THz-Wellenleiter Luft ist, besteht das Substrat nun aus GaP. Die THz-Mode wird an den Grenzflächen von Luft und Halbleitermaterial immer noch stark geführt, ragt aber deutlich weiter in das Substrat hinein wie die Berechnung des Modenprofils in Abbildung 8-9 b) zeigt. Dies führt zu einer Vergrößerung der modalen Fläche der THz-Welle und damit auch zu einer Vergrößerung der effektiven Fläche. Wenn der MIR-Wellenleiter an der Position des Maximums der THz-Feldverteilung positioniert ist, erhält man eine effektive Fläche von $14600 \mu\text{m}^2$. Dieser Wert erhöht sich auf $17000 \mu\text{m}^2$, wenn sich der MIR-Wellenleiter im Zentrum des THz-Wellenleiters befindet. Es ist somit besser den MIR-Wellenleiter im Maximum der THz-Feldverteilung zu positionieren.

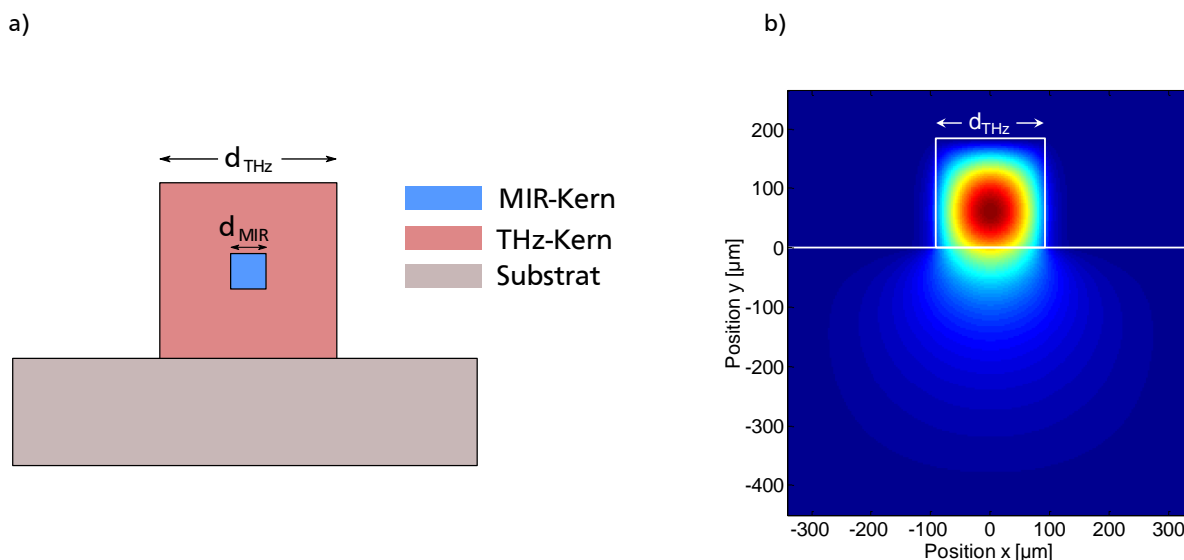


Abbildung 8-9: a) Schema des Wellenleiterdesigns. b) berechnetes Modenprofil der THz-Strahlung

Auch für diese Struktur wurde die Kohärenzlänge berechnet und ist in Abbildung 8-10 dargestellt. Die Darstellung über der Pumpwellenlänge und der THz-Wellenleiterbreite zeigt, dass eine Phasenanpassung für den gesamten mittelinfraroten Spektralbereich möglich ist. Darüber hinaus ist die Bedingung für Phasenanpassung im Bereich einer Pumpwellenlänge von $5 \mu\text{m}$ nahezu identisch zu den Bedingungen, die bei einer Pumpwellenlänge von $9 \mu\text{m}$ notwendig sind. Auch ist die Abhängigkeit der Kohärenzlänge von der Pumpwellenlänge nur schwach ausgeprägt. Die THz-Frequenz betrug für diese Simulationen wieder 1 THz und die Breite des MIR Wellenleiters war $6 \mu\text{m}$.

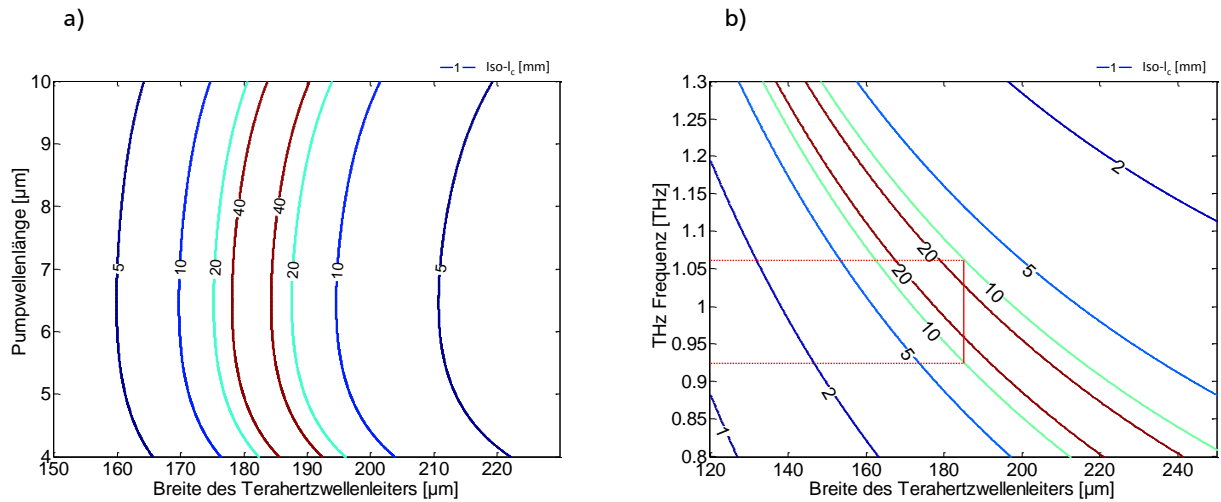


Abbildung 8-10: a) Kohärenzlänge als Funktion von THz-Wellenleiterbreite und Pumpwellenlänge für $\nu = 1 \text{ THz}$ und $d_{\text{MIR}} = 6 \mu\text{m}$ und , b) Kohärenzlänge als Funktion von THz-Wellenleiterbreite und THz-Frequenz für $\lambda_{\text{pump}} = 9 \mu\text{m}$ und $d_{\text{MIR}} = 6 \mu\text{m}$. Für den MIR-Kern wurde GaAs und für den THz-Kern GaAsP als Material verwendet. Das Substrat des THz-Wellenleiters besteht aus GaP.

Der Darstellung der Kohärenzlänge über der Wellenleiterbreite und der THz-Frequenz liegt eine Pumpwellenlänge von $9 \mu\text{m}$ und eine Ausdehnung des MIR-Wellenleiters von $6 \mu\text{m}$ zugrunde. Wie in Abbildung 8-8 wurde auch hier der Durchstimmbereich der THz-Strahlung für einen 10 mm langen Wellenleiter dargestellt (rote Linie). Dieser beträgt 130 GHz. Für einen 20 mm Wellenleiter beträgt der Durchstimmbereich 70 GHz. Im Vergleich zur Struktur 1 wurde also der Durchstimmbereich vergrößert. Jedoch vergrößert sich auch die effektive Fläche, sodass die erzeugte THz-Leistung sinkt.

Für die Herstellung der Struktur könnte es von Vorteil sein, den MIR-Wellenleiter am oberen oder unteren Rand des THz-Wellenleiters zu positionieren. Wird der MIR-Wellenleiter jedoch an der Grenzfläche von Luft und THz-Wellenleiter positioniert, reduziert sich der Überlapp der Moden dramatisch. Dies führt zu einer Vergrößerung der effektiven Fläche und damit zu einer Reduktion der Effizienz der THz-Erzeugung. Bei einer Positionierung an der Grenzfläche zum Substrat ist der Überlapp zwar besser, dennoch ist die erzeugte THz-Leistung deutlich kleiner als bei der Positionierung im Maximum des THz-Feldes.

Struktur 3

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den THz-Wellenleiter in das Substrat einzubetten. Ein solcher Querschnitt ist in Abbildung 8-11 a) dargestellt. Der THz-Wellenleiter wird nun auf drei Seiten vom Substrat umschlossen und grenzt auf der oberen Seite an Luft. Im THz-Wellenleiter befindet sich wieder der Wellenleiter für die MIR-Strahlung. Der Kern des THz-Wellenleiters besteht aus GaAsP und der für das MIR aus GaAs. Als Material für das Substrat wurde GaP gewählt. Die Darstellung des THz-Modenprofils in Abbildung 8-11 b) zeigt, dass sich die THz-Mode nun auch an den Seiten in das Substrat ausdehnt. Dies ist auf den geringen Unterschied von 0,14 der Brechungsindizes von THz-Kern und Substrat zurückzuführen und führt zu einer Vergrößerung der effektiven Fläche auf $23600 \mu\text{m}^2$.

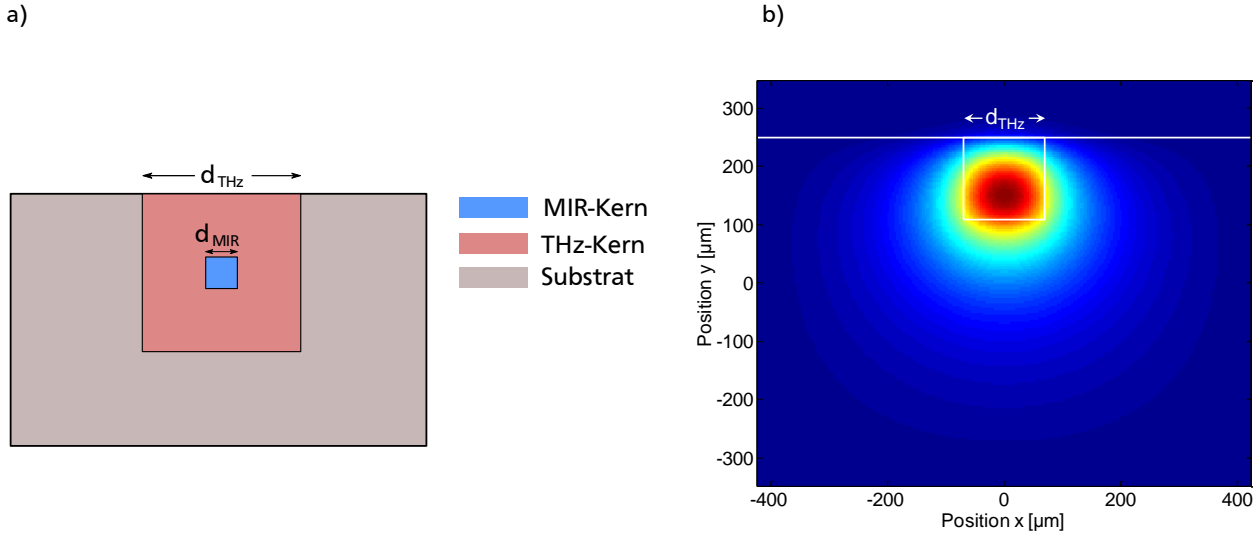


Abbildung 8-11: a) Schema des Wellenleiterdesigns, b) berechnetes Modenprofil der THz-Strahlung

Die berechnete Kohärenzlänge ist in Abbildung 8-12 dargestellt. Für diese Struktur wird eine gute Phasenanpassung für relativ kleine Abmessungen des THz-Wellenleiters erreicht. Wiederum kann Phasenanpassung für eine Pump-Wellenlänge im gesamten MIR-Spektralbereich erreicht werden. Die kleine Dimensionierung des THz-Wellenleiters bedeutet allerdings, dass die Breite nahe der Cut-Off-Bedingung der fundamentalen Mode liegt. Eine Durchstimmung ist daher bei dieser Materialwahl nur zu höheren Frequenzen möglich. Der größte Vorteil dieses Designs besteht in der Größe des Abstimmbereichs. Wie Abbildung 8-12 b) entnommen werden kann beträgt dieser für eine 10mm lange Struktur mehrere 100 GHz. Der Bereich ist in der Abbildung wieder durch eine rote Linie gekennzeichnet.

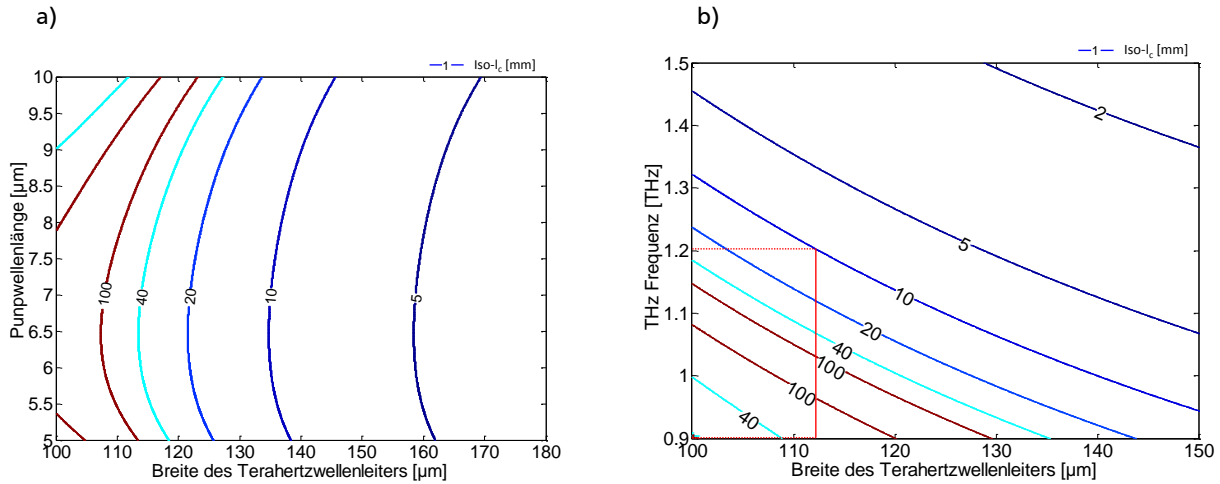


Abbildung 8-12: a) Kohärenzlänge als Funktion von THz-Wellenleiterbreite und Pumpwellenlänge für $\nu = 1 THz$ und $d_{MIR} = 6 \mu m$, b) Kohärenzlänge als Funktion von THz-Wellenleiterbreite und THz-Frequenz für $\lambda_{Pump} = 9 \mu m$ und $d_{MIR} = 6 \mu m$. Für den MIR-Kern wurde GaAs und für den THz-Kern GaAsP als Material verwendet. Das Substrat des THz-Wellenleiters besteht aus GaP.

Struktur 3 ermöglicht im Vergleich zu den anderen beiden Strukturen den größten Durchstimmbereich, wobei die Abstimmbarkeit aufgrund der Cut-Off Bedingung des THz-Wellenleiters

zu kleinen Frequenzen hin beschränkt ist. Jedoch ist die erwartete Leistung der THz-Strahlung geringer, da die effektive Fläche ebenfalls größer als bei den anderen beiden Wellenleiterdesigns ist.



9. Zusammenfassung und Diskussion Teil II

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde die Möglichkeit untersucht, THz-Strahlung durch den nichtlinearen Prozess der Differenzfrequenzerzeugung zu erzeugen. Hierbei werden in einem Medium mit quadratischer Nichtlinearität zwei Wellen mit den Frequenzen ν_1 und ν_2 überlagert. Diese erzeugen in einem nichtlinearen Mischprozess Strahlung mit einer Frequenz $\nu_3 = \nu_1 - \nu_2$, die gerade im THz-Bereich liegt.

Die Differenzfrequenzerzeugung funktioniert bei Raumtemperatur und ist nicht-resonant. Dies bedeutet, dass der Prozess zur THz-Erzeugung in einem weiten Frequenzbereich eingesetzt werden kann. Die THz-Linienbreite wird hierbei durch die Linienbreite der Pumplaser definiert. In dieser Arbeit wurden Pumpwellen im Mittelinfrarot betrachtet. Als Quellen kommen hierbei leistungsstarke QCL in Frage. Um eine möglichst hohe Effizienz zu erreichen, muss der nichtlineare Kristall einen großen nichtlinearen Koeffizienten aufweisen. Hier bieten sich Halbleitermaterialien mit Zink-Blende Struktur an.

Nach einer kurzen Einführung in die Theorie der nichtlinearen Optik wurde eine Abschätzung der zu erwartenden THz-Leistung abgeleitet. Es zeigt sich, dass neben einem großen nichtlinearen Koeffizienten Phasenanpassung notwendig ist, um damit eine große Interaktionslänge zwischen den beteiligten Wellen zu gewährleisten.

Zu diesem Zweck wurden zunächst Schichtwellenleiter für das THz simuliert. Es zeigt sich, dass es möglich ist, Phasenanpassung in Schichtwellenleitern für den gesamten von den QCL abgedeckten Wellenlängenbereich zu erzielen. Aufgrund der Form der Materialdispersion hat hierbei die Wahl der Pumpwellenlänge keinen großen Einfluss auf die Dimension des Wellenleiters. Allerdings bleiben in diesem Szenario die MIR-Wellen ungeführt, sodass die effektive Länge durch die Rayleigh-Länge begrenzt ist.

Daher wurden im nächsten Schritt zweidimensionale Wellenleiter betrachtet. Diese Strukturen bieten Wellenleitung sowohl für die MIR- als auch für die THz-Strahlung. Es zeigt sich, dass es auch in diesem Fall möglich ist, Phasenanpassung für Pumpwellen im MIR zu gewährleisten. Hierbei bietet der langwellige Bereich des MIR (7 - 10 μm) eine größere Freiheit in der Wahl der Materialien. Die Wellenleiter sollten auf einem Substrat gewachsen sein, damit eine einfache Handhabung gewährleistet ist. Auch muss die Anordnung der Wellenleiter so erfolgen, dass ein guter Überlapp der Moden entsteht. Die Konversionseffizienz liegt im Bereich von $1 \mu\text{W}/\text{W}^2$. Je nach Anforderung der Anwendung kann das Design der Wellenleiter auf einzelne Aspekte wie einen großen Abstimmbereich, hohe Effizienz oder Monomodigkeit der Wellenleiter optimiert werden.



10. Zusammenfassung und Ausblick

Seit einigen Jahren ist die Forschung auf dem Gebiet der THz-Strahlung zunehmend in den Mittelpunkt zahlreicher Forschergruppen getreten. Das gestiegene Interesse wird durch zahlreiche Anwendungen weiter gefördert. Viele dieser Anwendungen erfordern eine schmale Linienbreite der THz-Strahlung sowie eine Durchstimmbarekeit der THz-Wellenlänge. Um auch außerhalb von Laboratorien eingesetzt zu werden und eine möglichst große Verbreitung zu erlangen, sollen die THz-Quellen bei Raumtemperatur betrieben werden und möglichst geringe Kosten in Anschaffung und Betrieb verursachen.

Das Ziel dieser Arbeit war es daher zwei Erzeugungsmethoden, die die oben genannten Anforderungen erfüllen zu untersuchen, namentlich die Erzeugung durch Photomischen und die Erzeugung durch Differenzfrequenzerzeugung. Im ersten Teil dieser Arbeit stand daher die Realisierung und Charakterisierung einer solchen Quelle, die hinreichend stabil ist, um auch bildgebende THz-Messungen zu ermöglichen im Mittelpunkt. Neben der inkohärenten Detektion und deren Anwendungen sollte auch die kohärente Detektion untersucht werden.

Der in dieser Arbeit realisierte Laseraufbau verwendet zur Erzeugung der beiden Moden einen Halbleiterlaserchip mit einem doppelten externen Resonator in Littman-Metcalf-Konfiguration. Hierdurch werden zwei getrennt voneinander durchstimmbare Lasermode erzeugt. Die Erzeugung der Lasermode in einem einzigen Laserchip hat den Vorteil, dass die Moden intrinsisch einen perfekten Überlapp aufweisen. Zudem ist die Differenzfrequenz sehr stabil, da mögliche Fluktuationen beide Moden gleichermaßen beeinflussen, sodass die Differenzfrequenz stabil bleibt.

Mit diesem Aufbau konnte eine sehr stabile Laserquelle realisiert werden, die über einen Zeitraum von mehr als einer Stunde stabil im Hinblick auf Leistungsschwankungen emittiert. Die Schwankungen der Differenzfrequenz betrugen über einen Zeitraum von 45 Minuten maximal 25 MHz. Diese sehr gute Stabilität wurde ohne zusätzliche externe Stabilisierung der Frequenz erreicht. Der Abstimmbereich beträgt für den reinen Dual-mode Betrieb 0,2 – 3,2 THz.

Die Zwei-Moden-Quelle wurde anschließend zur Erzeugung von durchstimmbarer cw-THz-Strahlung mittels Photomischen auf photoleitenden Antennen verwendet. Es zeigt sich, dass die THz-Leistung quadratisch von der optischen Leistung und hyperquadratisch von der Biasspannung abhängt. Die THz-Strahlung ist linear polarisiert und das mit dem FTIR gemessene Spektrum zeigt eine einmodige, durch das Auflösungsvermögen des FTIR begrenzte Emissionslinie. Insgesamt kann mit der realisierten THz-Quelle Strahlung bis zu einer Frequenz von 2,3 THz erzeugt werden, wobei die Antenne auf eine Frequenz von 1 THz optimiert ist.

Das THz-System wurde anschließend verwendet, um mehrere typische THz-Anwendungen zu demonstrieren. Als spektroskopisches Beispiel wurde die Transmission von Luft vermessen und es konnten zahlreiche Absorptionslinien des in der Luft enthaltenen Wasserdampfs identifiziert werden. Zudem wurde der dynamische Trockenvorgang von Papier durch eine Echtzeitmessung der Transmission untersucht.

Aufgrund der guten Stabilitätseigenschaften, kann die THz-Quelle sehr gut für bildgebende Messungen eingesetzt werden. Es wurde exemplarisch ein künstlicher Verbundwerkstoff mit charakteristischen Fehlstellen untersucht. Hierbei konnten die Inhomogenitäten eindeutig identifiziert werden. Auch zur zerstörungsfreien Qualitätskontrolle wurde das System eingesetzt. Hierbei wurden eine Klebefläche und ein Klebepunkt untersucht. Die räumliche Auflösung des Systems liegt bei $670\text{ }\mu\text{m}$, bei einer verwendeten THz-Wellenlänge von $296\text{ }\mu\text{m}$. Durch Optimierungen des Messprozesses konnte zudem die notwendige Messdauer für bildgebende Messungen auf die Hälfte reduziert werden.

In einem Homodyn-Aufbau mit Sende- und Empfängerantenne wurde die kohärente Detektionsmethode realisiert und erfolgreich für die Bestimmung des Brechungsindex von Teflon eingesetzt. Die homodyne Messmethode wurde im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt, indem gezeigt werden konnte, dass eine gleichzeitige Emission und Detektion mit einer einzigen Antenne möglich ist. Durch die Eliminierung der zweiten Antenne entfallen zahlreiche optische Komponenten, sodass der experimentelle Aufbau vereinfacht werden kann und damit robuster wird. Zudem muss die optische Leistung nicht auf zwei Antennen aufgeteilt werden.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde die Möglichkeit untersucht, THz-Strahlung durch den nichtlinearen Prozess der Differenzfrequenzzeugung zu erzeugen. Hierbei werden in einem Medium mit quadratischer Nichtlinearität zwei Wellen mit den Frequenzen ν_1 und ν_2 überlagert. Diese erzeugen in einem nichtlinearen Mischprozess Strahlung mit einer Frequenz $\nu_3 = \nu_1 - \nu_2$, die gerade im THz-Bereich liegt.

Auch diese Art der THz-Erzeugung funktioniert bei Raumtemperatur. Die THz-Linienbreite wird hierbei durch die Linienbreite der Pumpwelle definiert. In dieser Arbeit wurden Pumpwellen im Mittelinfrarot betrachtet. Als Quellen kommen hierbei leistungsstarke QCL in Frage. Um eine möglichst hohe Effizienz zu erreichen, muss der nichtlineare Kristall einen großen nichtlinearen Koeffizienten aufweisen. Hier bieten sich Halbleitermaterialien mit Zink-Blende Struktur an. Zudem muss eine Phasenanpassung der beteiligten Wellen gewährleistet werden.

In dieser Arbeit wurden daher zunächst Schichtwellenleiter für das THz simuliert. Es zeigt sich, dass es möglich ist, Phasenanpassung in Schichtwellenleitern für den gesamten von den QCL abgedeckten Wellenlängenbereich zu erzielen. Aufgrund der Form der Materialdispersion hat hierbei die Wahl der Pumpwellenlänge keinen großen Einfluss auf die Dimension des Wellenleiters. Allerdings bleiben in diesem Szenario die MIR-Wellen ungeführt, sodass die effektive Länge durch die Rayleigh-Länge begrenzt ist.

Daher wurden im nächsten Schritt zweidimensionale Wellenleiter betrachtet. Diese Strukturen bieten Wellenleitung sowohl für die MIR- als auch für die THz-Strahlung. Es zeigt sich, dass es auch in diesem Fall möglich ist, Phasenanpassung für Pumpwellen im MIR zu gewährleisten. Die Wellenleiter sollten auf einem Substrat gewachsen sein, damit eine einfache Handhabung gewährleistet ist. Auch muss die Anordnung der Wellenleiter so erfolgen, dass ein guter Überlapp der Moden entsteht. Die Konversionseffizienz liegt im Bereich von $1\text{ }\mu\text{W}/\text{W}^2$. Je nach Anforderung der Anwendung kann das Design der Wellenleiter auf einzelne Aspekte wie einen großen Abstimmbereich, hohe Effizienz oder Monomodigkeit der Wellenleiter optimiert werden.

Die beiden Pumpwellen im MIR können durch zwei separate QCL erzeugt werden. Allerdings bietet sich auch hier die Möglichkeit eine Zwei-Moden-Quelle zu realisieren. Die Ergebnisse und Erfahrungen, die im ersten Teil der Arbeit gewonnen wurden, können auf das MIR übertragen werden, um mit ähnlichen Konzepten auch hier erfolgreich einen Zweiwellenlängen-Laser zu realisieren.

Summary

THz radiation has become the focus of many research groups over the last few years. The increasing interest in this area is driven by numerous applications. Many of these applications require a small line width of the THz radiation and the frequency should be tunable. In order to reach a proliferation beyond research facilities THz radiation sources should be compact, work at room temperature and should be cost-efficient. Therefore the goal of this thesis was the investigation of two schemes of continuous-wave THz generation which fulfill the abovementioned criteria. These schemes are the generation of THz radiation by photomixing and the generation by difference frequency generation.

The first part of this thesis focusses on the realization and characterization of a THz source based on photomixing which can be utilized for THz imaging. The investigation and application include direct detection as well as coherent detection.

For photomixing a beat signal of two near infrared wavelength with the difference frequency being in the THz range is focused onto a photo conducting antenna. In this work the two near infrared wavelength are generated in one semiconductor laser chip with a double external cavity set up in Littman-Metcalf configuration. The generation of both wavelengths in one laser chip has the advantages of an intrinsic perfect overlap of the modes and a stable difference frequency since both modes experience the same fluctuations.

With this set up a very stable two wavelength laser source has been realized which emits a stable signal with respect to the laser power over a period of longer than one hour. The change of the difference frequency has been measured to be 25 MHz in a period of 45 minutes. This very good stability has been achieved without an external stabilization of the difference frequency. The tuning range of the laser source is 0.2-3.2 THz.

This two wavelength source has then been applied to the generation of tunable cw-THz radiation via photomixing with a photo conductive antenna. The generated THz power scales quadratically with the optical power and hyper quadratically with the applied bias voltage. The THz radiation is linearly polarized and the spectrum measured with an fourier transform spectrometer shows a single frequency emission with a line width limited by the resolution power of the spectrometer. The frequency characteristic of the antenna has been measured and the antenna is suitable for THz generation up to 2.3 THz with the best efficiency at the design frequency of 1 THz.

The THz system has then been applied to the demonstration of several typical THz applications. As a spectroscopic example the transmission of air has been measured and several absorption lines of water vapor have been identified. In another experiment the drying of paper has been monitored by a real time measurement of the THz transmission.

Because of the good stability the THz source can be applied to THz imaging applications. As a test sample an artificial composite material with characteristic defects has been investigated. With the THz system the inhomogeneities have been clearly identified. Another application is non-destructive quality control. The transmissions of a glue dot and a glue area have been investigated and the THz image can be used to verify the homogeneity of the adhesive bonding. The lateral resolution of the imaging

system has been measured to be $670\ \mu\text{m}$ with a wavelength of $296\ \mu\text{m}$. By optimizing the measurement process the duration of the imaging measurements have been reduced by half.

The coherent detection method has been realized in a homodyne set up with two photoconductive antennas, one being the emitter antenna and the other one being the receiver antenna. The coherent detection allows for the detection of the phase of the THz signal. This has been applied to determine the refractive index of Teflon. The homodyne set up has been advanced in this work to a self-homodyne set up by eliminating the receiver antenna. The emission and detection of the THz radiation is done simultaneously with one antenna. This leads to a simpler set up with less components compared to the classical homodyne set up and has the further advantage that the optical power does not need to be split between the emitter and the receiver antenna.

In the second part of this thesis the generation of THz radiation by difference frequency generation has been studied. The focus of this work is on the design of semiconductor waveguides and the calculation of phase matching in these waveguides between the middle infrared pump wavelengths and the generated THz radiation.

The difference frequency generation is based on the interaction of two waves with frequency ν_1 and ν_2 in a medium with a second order nonlinearity. The two waves generate a wave with a frequency of $\nu_3 = \nu_1 - \nu_2$ via a nonlinear mixing process with the difference frequency being in the THz range.

This method of THz generation works at room temperature and the THz line width is defined by the line widths of the pump lasers. In this thesis powerful quantum cascade lasers in the mid infrared region are intended as pump sources. In order to achieve a high efficiency the nonlinear crystal should have a high nonlinear coefficient. Semiconductor materials with zinc-blende structure fulfill this requirement. Additionally good phase matching has to be provided.

In a first step phase matching in a THz slab waveguide was calculated. The results show that it is possible to achieve phase matching in slab waveguides. The choice of the pump wavelength in the region covered by QCL ($4\text{--}10\ \mu\text{m}$) has little impact on the dimensions of the THz waveguide. However, as in this case the mid infrared waves remain unguided the effective interaction length is limited by the Rayleigh length.

Therefore, in the next step two-dimensional waveguides have been considered. These structures provide wave guiding for the THz and the mid infrared waves. Also in this case phase matching between the THz and the mid infrared waves can be achieved. The tuning ranges of the waveguides, i.e. the frequency range in which the THz frequency may be varied for a given waveguide amounts to $100\text{--}300\ \text{GHz}$. The designs provide good overlap of the interacting waves and the conversion efficiency is in the range of $1\ \mu\text{W}/\text{W}^2$. The designs with highest efficiency show the smallest tuning range. The waveguides should therefore be tailored to match the requirements of the THz source, e.g. high efficiency, large tuning ranges or easy handling.

As pumping sources two separate QCL can be used. However, there is also the possibility to transfer the results from the first part of this thesis into the mid infrared and use a dual wavelength approach in the mid infrared spectral region.

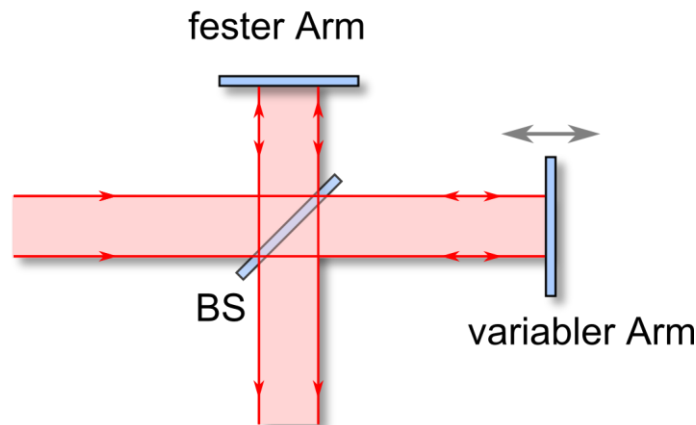
A. Prinzip des Fourier Transform Spektrometers

Abbildung A-1: Aufbau eines Michelson-Interferometers

In Abbildung A- ist als Beispiel ein Michelson-Interferometer dargestellt. Die zu untersuchende Strahlung wird mit einem Strahlteiler (BS) in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Ein Teil wird von einem festen Spiegel reflektiert während der zweite Teil von einem beweglichen Spiegel reflektiert wird. Je nach Position des beweglichen Spiegels besteht eine Wegdifferenz x zwischen den beiden Interferometerarmen. Die beiden Teilstrahlen werden über den Strahlteiler wieder vereinigt und interferieren. Dieses Interferenzsignal wird detektiert.

Für monochromatisches Licht der Wellenlänge λ hat die detektierte Intensität die Form

$$I(x) = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos(2\pi \tilde{\nu} x) \quad (0.1)$$

Wobei I_1 und I_2 die Intensitäten der Teilstrahlen bezeichnen und $\tilde{\nu}$ die Wellenzahl der Strahlung ist. Der Informationsgehalt des Interferogramms ist in der Modulation der Intensität enthalten. Man konzentriert sich daher auf diesen Anteil

Für ein kontinuierliches Spektrum muss über die Beiträge aller beteiligten Wellenzahlen integriert werden.

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\tilde{\nu}) D(\tilde{\nu}) \cos(2\pi \tilde{\nu} x) d\tilde{\nu} \quad (0.2)$$

Die Bandbreite des Interferometers wird hierbei durch eine Fensterfunktion $D(\tilde{\nu})$ berücksichtigt. Gleichung (2.6) stellt eine Fouriercosinustransformation dar. Für gerade Funktionen ist die Fouriercosinustransformation identisch mit der komplexen Fouriertransformation. Das Interferogramm $I(x)$ und das Spektrum der Strahlung $I(\tilde{\nu})$ sind also über eine Fouriertransformation miteinander verbunden.

Dieser Zusammenhang wird beim Fourier-Transform-Spektrometer ausgenutzt. Dieses nimmt ein Interferogramm auf und berechnet das zugrunde liegende Spektrum über eine Fouriertransformation.

In dieser Arbeit wurde das Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometer (FTIR) Vertex 80v der Firma Bruker Optics eingesetzt. Dieses kann durch Wechsel des Strahlteilers und des Detektors vom UV- bis in den THz-Bereich hinein eingesetzt werden. Neben internen Quellen können über einen Zugangsport auch externe Quellen eingesetzt werden. Diese können als Beleuchtungsquellen eingesetzt werden oder können auch selbst Gegenstand der Untersuchungen sein. Mit Hilfe des FTIR können sowohl die gemessenen Interferogramme als auch die hieraus berechneten Spektren ausgegeben werden.

B. Lösung der Differentialgleichung (3.6) der Ladungsträgerdichte

Die Dynamik der Ladungsträgerdichte im Photomischer wird durch Gleichung (3.6) beschrieben:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \eta_{ext} \frac{P_1 + P_2 + 2\sqrt{mP_1P_2} \cos(\omega_{THz}t)}{h\nu \cdot V} - \frac{\rho}{\tau}$$

Diese Differentialgleichung kann dargestellt werden als:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \rho = g(t) \quad (0.3)$$

Wobei $g(t) = A + B \cos(\omega_{THz}t)$ die Inhomogenität der Differentialgleichung darstellt mit $A = \eta_{ext} \frac{P_1 + P_2}{h\nu \cdot V}$ und $B = \eta_{ext} \frac{2\sqrt{mP_1P_2}}{h\nu \cdot V}$.

Die Lösung der homogenen Differentialgleichung mit $g(t) \equiv 0$ lautet:

$$\rho_{hom}(t) = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (0.4)$$

Die Lösung der inhomogenen Gleichung erfolgt über den Ansatz:

$$\rho_P(t) = C_1 \sin(\omega_{THz}t) + C_2 \cos(\omega_{THz}t) + C_3 \quad (0.5)$$

Setzt man diesen Ansatz in (0.3) ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} C_1 \omega_{THz} \cos(\omega_{THz}t) - C_2 \omega_{THz} \sin(\omega_{THz}t) + \frac{1}{\tau} (C_1 \sin(\omega_{THz}t) + C_2 \cos(\omega_{THz}t) + C_3) \\ = A + B \cos(\omega_{THz}t) \end{aligned} \quad (0.6)$$

Da Gleichung (0.6) zu allen Zeiten t gilt, folgt hieraus:

$$\begin{aligned} \frac{C_3}{\tau} - A &= 0 \\ C_1 \omega_{THz} + \frac{C_2}{\tau} - B &= 0 \\ \frac{C_1}{\tau} - \omega_{THz} C_2 &= 0 \end{aligned} \quad (0.7)$$

Aus diesem Gleichungssystem lassen sich nun die Koeffizienten C_i bestimmen:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\tau \omega_{THz} B}{\omega_{THz}^2 \tau + \frac{1}{\tau}} \\ C_2 &= \frac{B}{\omega_{THz}^2 \tau + \frac{1}{\tau}} \\ C_3 &= \tau A \end{aligned} \quad (0.8)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (0.3) ist die Summe der homogenen und der inhomogenen Lösung. Man erhält also:

$$\rho(t) = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\tau \omega_{THz} B}{\omega_{THz}^2 \tau + \frac{1}{\tau}} \sin(\omega_{THz} t) + \frac{B}{\omega_{THz}^2 \tau + \frac{1}{\tau}} \cos(\omega_{THz} t) + \tau A \quad (0.9)$$

Mit $a \cdot \sin(x) + b \cdot \cos(x) = \sqrt{a^2 + b^2} \cdot \cos\left(x - \arctan\left(\frac{a}{b}\right)\right)$ wird dies zu

$$\rho(t) = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\tau B}{\omega_{THz}^2 \tau^2 + 1} \cdot \sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2} \cdot \cos(\omega_{THz} t - \arctan(\omega_{THz} \tau)) + \tau A \quad (0.10)$$

Durch Einsetzen von A und B erhält man schließlich

$$\rho(t) = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\eta_{ext}}{h\nu \cdot V} 2\sqrt{mP_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \omega_{THz}^2 \tau^2}} \cos(\omega_{THz} t - \varphi) + \frac{\eta_{ext} \tau}{h\nu \cdot V} (P_1 + P_2) \quad (0.11)$$

Wobei $\varphi = \arctan(\omega_{THz} \tau)$ eingeführt wurde.

C. Brechungsindex der verwendeten Materialien

Die in dieser Arbeit für die Berechnung der Ausbreitungskonstanten verwendeten Brechungsindizes sind dem Buch von Palik [123] entnommen. Im Folgenden sind die verwendeten Werte für GaAs, InAs und GaP tabellarisch und graphisch dargestellt.

GaAs:

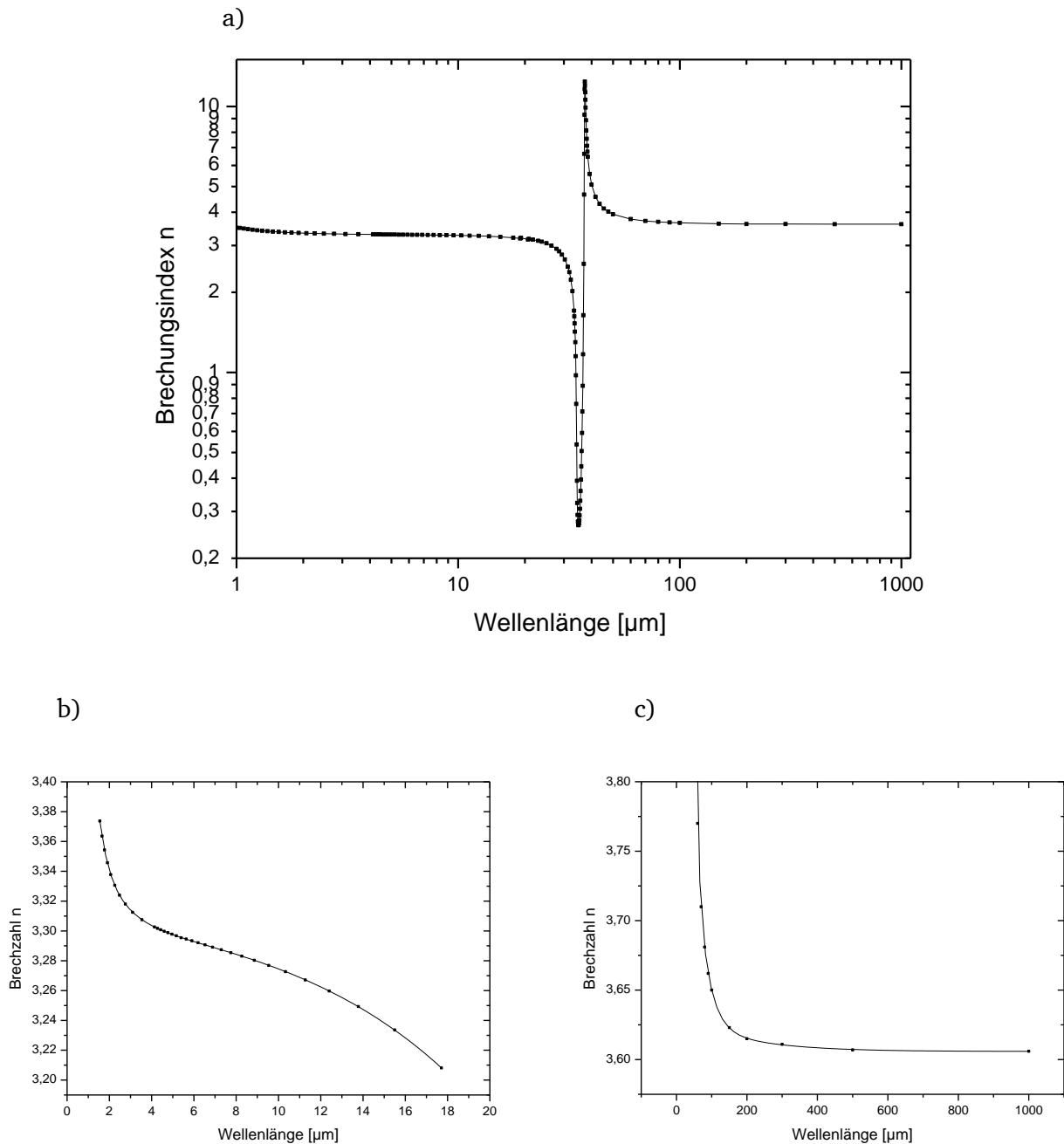


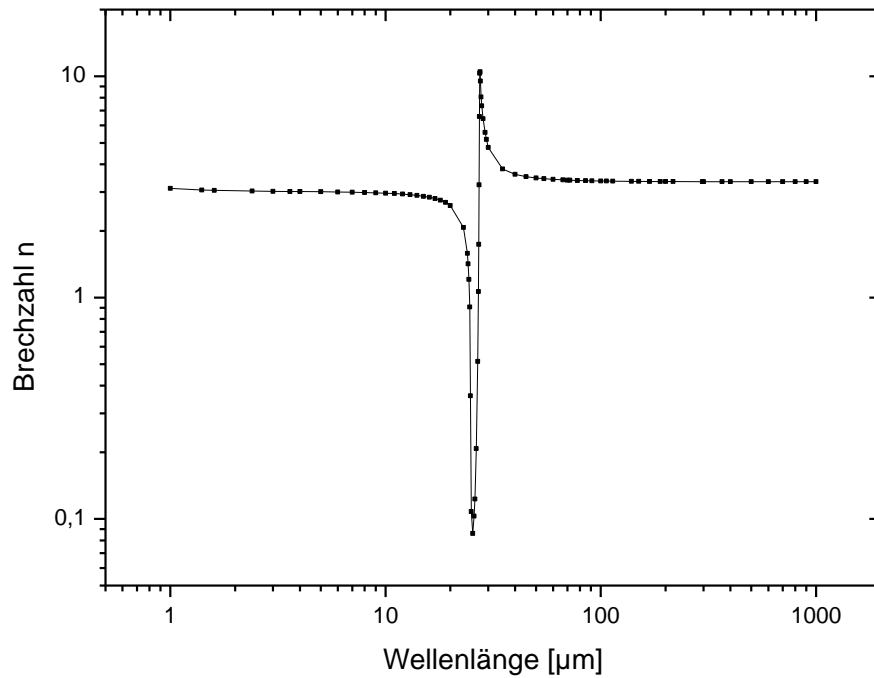
Abbildung C-1: Brechungsindex von GaAs: a) Gesamtübersicht, b) Detailansicht MIR-Bereich, c) Detailansicht THz-Bereich

Wellenlänge [μm]	Brechungsindex n	Wellenlänge [μm]	Brechungsindex n	Wellenlänge [μm]	Brechungsindex n
0,6965	3,779	6,88	3,2891	35,71	0,358
0,7045	3,772	7,293	3,2874	35,84	0,395
0,7126	3,762	7,749	3,2854	35,97	0,443
0,7208	3,752	8,266	3,2831	36,1	0,506
0,7293	3,742	8,8556	3,2803	36,23	0,592
0,738	3,734	9,537	3,2769	36,36	0,713
0,7469	3,725	10,33	3,2727	36,5	0,89
0,756	3,716	11,27	3,2671	36,63	1,17
0,7653	3,707	12,4	3,2597	36,76	1,64
0,7749	3,7	13,78	3,2493	36,9	2,56
0,7847	3,693	15,5	3,2336	37,04	4,66
0,7948	3,685	17,71	3,2081	37,1	6,63
0,8051	3,679	19,07	3,1886	37,17	9,3
0,8157	3,672	19,22	3,205	37,24	11,6
0,8266	3,666	20,66	3,1609	37,31	12,4
0,8856	3,614	20,84	3,176	37,38	12
0,9184	3,569	21,75	3,157	37,45	11,3
0,9537	3,5388	22,96	3,126	37,52	10,6
0,9919	3,5138	23,84	3,1	37,59	9,9
1,033	3,492	25,05	3,058	37,74	8,87
1,078	3,4724	26,38	2,997	37,88	8,12
1,127	3,4546	27,78	2,913	38,02	7,55
1,181	3,4383	28,57	2,851	38,17	7,11
1,24	3,4232	29,41	2,77	38,31	6,76
1,305	3,4094	30,3	2,659	38,46	6,47
1,378	3,3965	31,25	2,495	39,22	5,57
1,459	3,3847	31,75	2,38	40	5,08
1,55	3,3737	32,26	2,229	41,67	4,57
1,653	3,3636	32,79	2,02	43,48	4,3
1,771	3,3543	33,33	1,707	45,45	4,13
1,907	3,3457	33,44	1,623	47,62	4,02
2,066	3,3378	33,56	1,529	50	3,93
2,254	3,3306	33,67	1,422	60	3,77
2,48	3,324	33,78	1,298	70	3,71
2,755	3,318	33,9	1,151	80	3,681
3,1	3,3125	34,01	0,975	90	3,662
3,542	3,3075	34,13	0,761	100	3,65
4,133	3,3027	34,25	0,536	150	3,623
4,275	3,3017	34,36	0,391	200	3,615
4,428	3,3008	34,48	0,323	300	3,611
4,592	3,2998	34,6	0,291	500	3,607
4,768	3,2988	34,72	0,275	1000	3,606
4,959	3,2978	34,84	0,267		
5,166	3,2968	34,96	0,266		
5,391	3,2954	35,09	0,27		
5,636	3,2946	35,21	0,278		
5,904	3,2934	35,33	0,29		
6,199	3,2921	35,46	0,307		
6,526	3,2907	35,59	0,329		

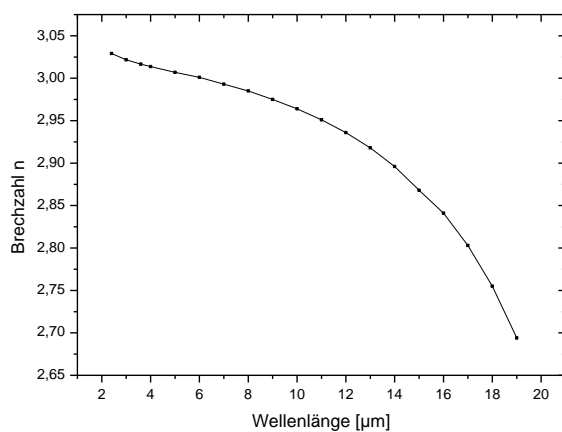
Tabelle C-1: Brechungsindex von GaAs

GaP:

a)



b)



c)

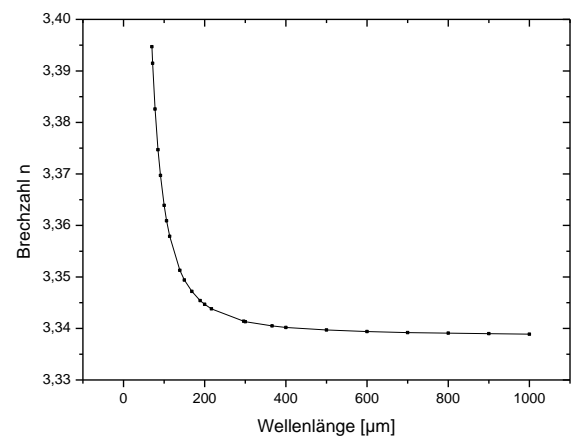


Abbildung C-2: Brechungsindex von GaP: a) Gesamtübersicht, b) Detailansicht MIR-Bereich, c) Detailansicht THz-Bereich

Wellenlänge [μm]	Brechungsindex n	Wellenlänge [μm]	Brechungsindex n
1	3,1173	40	3,606
1,4	3,0646	45	3,518
1,6	3,0522	50	3,47
2,4	3,0292	54,37	3,4435
3	3,0217	60	3,42
3,6	3,0166	66,68	3,4015
4	3,0137	70	3,3947
5	3,007	71,8	3,3915
6	3,001	77,8	3,3826
7	2,993	84,96	3,3747
8	2,985	90,99	3,3697
9	2,975	100	3,3639
10	2,964	106,1	3,3609
11	2,951	113,7	3,3579
12	2,936	138,8	3,3513
13	2,918	150	3,3494
14	2,896	168,5	3,3472
15	2,868	188,8	3,3454
16	2,841	200	3,3447
17	2,803	216,6	3,3438
18	2,755	296,2	3,3414
19	2,694	300	3,3413
20	2,606	366	3,3405
23	2,076	400	3,3402
24	1,585	500	3,3397
24,2	1,421	600	3,3394
24,4	1,208	700	3,3392
24,6	0,908	800	3,3391
24,8	0,36	900	3,339
25	0,108	1000	3,3389
25,4	0,086		
25,8	0,103		
26	0,123		
26,4	0,208		
26,8	0,515		
27	1,064		
27,1	1,74		
27,2	3,231		
27,3	6,58		
27,4	10,314		
27,5	10,483		
27,6	9,501		
27,8	8,06		
28	7,348		
28,4	6,431		
29	5,578		
29,4	5,182		
30	4,765		
35	3,809		

Tabelle C-2: Brechungsindex von GaP

InAs:

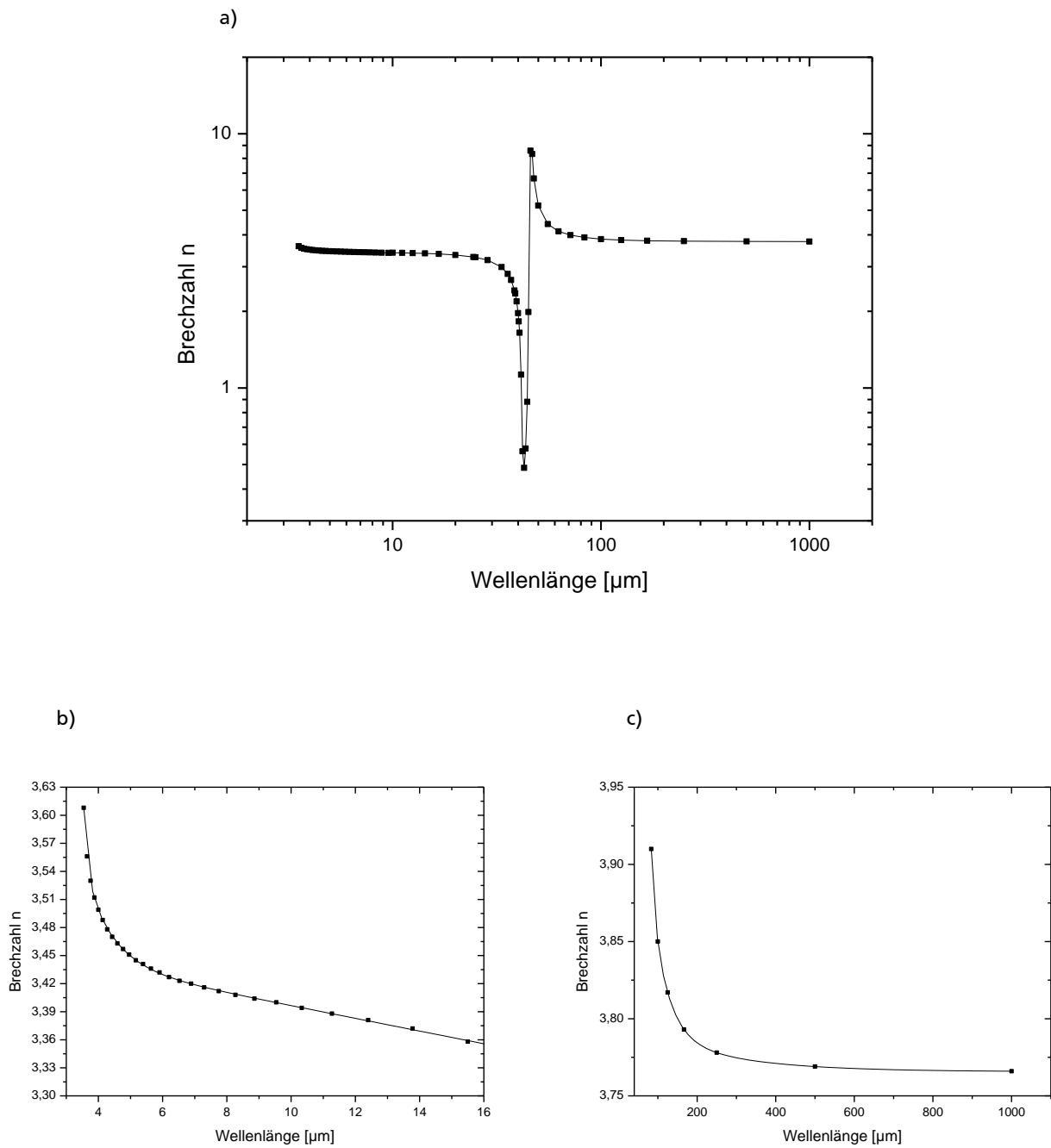


Abbildung C-3: Brechungsindex von InAs: a) Gesamtübersicht, b) Detailansicht MIR-Bereich, c) Detailansicht THz-Bereich

Wellenlänge [μm]	Brechungsindex n	Wellenlänge [μm]	Brechungsindex n
3,542	3,608	46,73	8,32
3,647	3,556	47,62	6,67
3,757	3,53	50	5,22
3,875	3,512	55,56	4,41
4	3,499	62,5	4,13
4,133	3,488	71,43	3,99
4,275	3,478	83,33	3,91
4,428	3,47	100	3,85
4,592	3,463	125	3,817
4,769	3,457	166,7	3,793
4,959	3,451	250	3,778
5,166	3,445	500	3,769
5,391	3,441	1000	3,766
5,636	3,436		
5,904	3,432		
6,199	3,427		
6,526	3,423		
6,888	3,42		
7,293	3,416		
7,749	3,412		
8,266	3,408		
8,856	3,404		
9,537	3,4		
10	3,402		
11,11	3,398		
12,5	3,391		
14,29	3,381		
16,67	3,365		
20	3,334		
24,39	3,275		
25	3,264		
28,57	3,182		
33,33	2,988		
35,71	2,808		
37,04	2,658		
38,46	2,418		
38,76	2,352		
39,37	2,19		
40	1,97		
40,32	1,827		
40,65	1,649		
41,32	1,128		
42,02	0,563		
42,74	0,485		
43,48	0,578		
44,25	0,882		
44,84	1,99		
45,87	8,58		

Tabelle C-3: Brechungsindex von InAs

Literaturverzeichnis

- [1] O. Lummer und E. Pringsheim, „Ueber die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen,“ *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, Bd. 2, pp. 163-180, 02 1900.
- [2] H. Rubens und E. Nichols, „Versuche mit Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge,“ *Annalen der Physik*, Bd. 3, Nr. 60, pp. 418-462, 1897.
- [3] H. Rubnes und F. Kurlbaum, *Sitzungsbericht der k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin vom 25. Oktober 1900*, pp. 929-941.
- [4] H. Rubens und F. Kurlbaum, „Anwendung der Methode der Reststrahlen zur Prüfung des Strahlungsgesetzes,“ *Annalen der Physik*, Bd. 4, Nr. 4, pp. 649-666, 1901.
- [5] M. Planck, „Ueber eine Verbesserung der Wien'schen Spectralgleichung,“ *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, Bd. 2, pp. 202-204, 1900.
- [6] M. Planck, „Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum,“ *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, Bd. 2, pp. 237-245, 1900.
- [7] F. Low und H. Aumann, „Observations of galactic and extragalactic sources between 50 and 300 microns,“ *The Astrophysical Journal*, Bd. 162, pp. L79-L85, 1970.
- [8] D. Leisawitz, J. Mather, S. M. jr und X. Zhang, „The submillimeter probe of the evolution of cosmic structure (SPECS),“ *Astrophysics and Space Science*, Bd. 269, pp. 563-567, 1999.
- [9] T. Phillips und J. Keene, „Submillimeter Astronomy,“ *Proceedings of the IEEE*, Bd. 80, Nr. 12, pp. 1662-1678, 1992.
- [10] M. Burton, „Astronomy in Antarctica,“ *Astronomy and Astrophysics Review*, Bd. 18, Nr. 4, pp. 417-469, 2010.
- [11] [Online]. Available: <http://www.almaobservatory.org/>.
- [12] E. Becklin, A. Tielens und H. Callis, „Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA),“ *Modern Physics Letters*, Bd. 21, Nr. 34, pp. 2551-2560, 2006.
- [13] D. Doyle, G. Pilbratt und J. Tauber, „The Herschel and Planck Space Telescopes,“ *Proceedings of the IEEE*, Bd. 97, Nr. 8, pp. 1403-1411, 2009.
- [14] J. Waters, „Submillimeter-Wavelength Heterodyne Spectroscopy and Remote Sensing of the Upper Atmosphere,“ *Proceedings of the IEEE*, Bd. 80, Nr. 11, pp. 1679-1701, 1992.
- [15] E. Pickwell und V. Wallace, „Biomedical applications of terahertz technology,“ *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 39, pp. R301-R310, 2004.
- [16] R. M. Woodward, B. E. Cole, V. P. Wallace, R. J. Pye, D. D. Arnone, E. H. Linfield und M. Pepper, „Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue,“ *Physics in Medicine and Biology*, Bd. 47, pp. 3853-3863, 2002.

-
- [17] V. P. Wallace, A. J. Fitzgerald, S. Shankar, N. Flanagan, R. Pye, J. Cluff und D. D. Arnone, „Terahertz pulsed imaging of basal cell carcinoma ex vivo and in vivo,“ *British Journal of Dermatology*, Bd. 151, pp. 424-432, 2004.
- [18] M. Nagel, P. Haring Bolivar, M. Brucherseifer, H. Kurz, A. Bosserhoff und R. Büttner, „Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 80, Nr. 1, pp. 154-156, 2002.
- [19] L. Öhrström, A. Bitzer, M. Walther und F. J. Rühli, „Technical Note: Terahertz Imaging of Ancient Mummies and Bone,“ *American Journal of Physical Anthropology*, Bd. 142, Nr. 3, pp. 497-500, 2010.
- [20] K. Fukanaga, Y. Ogawa, S. Hayashi und I. Hosako, „Application of terahertz spectroscopy for character recognition in a medieval manuscript,“ *IEICE Electronics Express*, Bd. 5, Nr. 7, pp. 223-228, 2008.
- [21] K. Janssens, J. Dik, M. Cotte und J. Susini, „Photon-Based Techniques for Nondestructive Subsurface Analysis of Painted Cultural Heritage Artifacts,“ *Accounts of Chemical Research*, Bd. 43, Nr. 6, pp. 814-825, 2010.
- [22] A. J. L. Adam, P. C. M. Planken, S. Meloni und J. Dik, „TeraHertz imaging of hidden paint layers on canvas,“ *Optics Express*, Bd. 17, Nr. 5, p. 3407, 2009.
- [23] K. Fukunaga, Y. Ogawa, S. Hayashi und I. Hosako, „Terahertz spectroscopy for art conservation,“ *IEICE Electronics Express*, Bd. 4, Nr. 8, pp. 258-263, 2007.
- [24] D. Zimdars, J. White, G. Stuk, G. Sucha, G. Fichter und S. L. Williamson, „Time Domain Terahertz Imaging of Threats in Luggage and Personnel,“ *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, Bd. 17, Nr. 2, pp. 271-281, 2007.
- [25] C. Jördens und M. Koch, „Detection of foreign bodies in chocolate with pulsed terahertz spectroscopy,“ *Optical Engineering*, Bd. 47, Nr. 3, p. 037003, 2008.
- [26] S. Wietzke, C. Jördens, N. Krumbholz, B. Baudrit, M. Bastian und M. Koch, „Terahertz imaging: a new non-destructive technique for the quality control of plastic weld joints,“ *Journal of the European Optical Society - Rapid Publications*, Bd. 2, p. 07013, 2007.
- [27] M. Walther, B. Fischer, A. Ortner, A. Bitzer, A. Thomann und H. Helm, „Chemical sensing and imaging with pulsed terahertz radiation,“ *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, Bd. 397, Nr. 3, pp. 1009-1017, 2010.
- [28] A. Davies, A. Burnett, W. Fan, E. Linfield und J. Cunningham, „Terahertz spectroscopy of explosives and drugs,“ *materialstoday*, Bd. 11, Nr. 3, pp. 18-26, 2008.
- [29] M. Leahy-Hoppa, M. Fitch und R. Oslander, „Terahertz spectroscopy techniques for explosives detection,“ *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, Bd. 395, Nr. 2, pp. 247-257, 2009.
- [30] C. McGoverin, T. Rades und K. C. Gordon, „Recent Pharmaceutical Applications of Raman and Terahertz Spectroscopies,“ *Journal of Pharmaceutical Sciences*, Bd. 97, Nr. 11, pp. 4598-4621, 2008.

-
- [31] T. Kleine-Ostmann und T. Nagatsuma, „A Review on Terahertz Communications Research,“ *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Bd. 32, Nr. 2, pp. 143-171, 2011.
- [32] C. Sung, S. Y. Tochitsky, S. Reiche, J. B. Rosenzweig, C. Pellegrini und C. Joshi, „Seeded free-electron and inverse free-electron laser techniques for radiation amplification and electron microbunching in the terahertz range,“ *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, Bd. 9, p. 120703, 2006.
- [33] J. M. Byrd, W. P. Leemans, A. Loftsdottir, B. Marcellis, M. C. Martin, W. R. McKinney, F. Sannibale, T. Scarvie und C. Steier, „Observation of Broadband Self-Amplified Spontaneous Coherent Terahertz Synchrotron Radiation in a Storage Ring,“ *Physical Review Letters*, Bd. 89, Nr. 22, p. 224801, 2002.
- [34] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wüstefeld und H.-W. Hübers, „Steady-State Far-Infrared Coherent Synchrotron Radiation detected at BESSY II,“ *Physical Review Letters*, Bd. 88, Nr. 25, p. 254801, 2002.
- [35] N. Karpowicz, H. Zhong, C. Zhang, K.-I. Lin, J.-S. Hwang, J. Xu und X.-. C. Zhang, „Compact continuous-wave subterahertz system for inspection applications,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 86, Nr. 5, p. 054105, 2005.
- [36] E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar und T. C. McGill, „Oscillations up to 712 GHz in InAs/ AlSb resonant-tunneling diodes,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 58, Nr. 20, p. 2291, 1991.
- [37] M. Saglam, B. Schumann, K. Duwe, C. Domoto, A. Megej, M. Rodriguez-Girones, J. Müller, R. Judaschke und H. L. Hartnagel, „High-Performance 450-GHz GaAs-Based Heterostructure Barrier Varactor Tripler,“ *IEEE Electron Device Letters*, Bd. 24, Nr. 3, p. 138, 2003.
- [38] M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari und P. Meissner, „Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 99, Nr. 23, p. 233506, 2011.
- [39] A. Crocker, H. Gebbie, M. Kimmitt und L. Mathias, „Stimulated Emission in the Far Infra-Red,“ *Nature*, Bd. 201, pp. 250-251, 1964.
- [40] H.-W. Hübers, S. Pavlov und V. Shastin, „Terahertz Lasers based on germanium and silicon,“ *Semiconductor Science and Technology*, Bd. 20, pp. S211-S221, 2005.
- [41] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson und A. Y. Cho, „Quantum Cascade Laser,“ *Science*, Bd. 264, pp. 553-556, 1994.
- [42] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti und F. Rossi, „Terahertz semiconductor-heterostructure laser,“ *Nature*, Bd. 417, pp. 156-159, 2002.
- [43] S. Kumar, „Recent Progress in Terahertz Quantum Cascade Lasers,“ *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Bd. 17, Nr. 1, pp. 38-47, 2011.

-
- [44] B. Williams, S. Kumar, Q. Hu und J. Reno, „High-power terahertz quantum-cascade lasers,“ *Electronics Letters*, Bd. 42, Nr. 2, 2006.
- [45] R. Huber, A. Brodschelm, F. Tauser und A. Leitenstorfer, „Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 76, Nr. 22, pp. 3191-3193, 2000.
- [46] T. Carrig , G. Rodriguez, T. Clement, A. Taylor und K. Stewart, „Scaling of terahertz radiation via optical rectification in electro-optic crystals,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 66, Nr. 2, pp. 121-123, 1994.
- [47] D. Cook und R. Hochstrasser, „Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air,“ *Optics Letters*, Bd. 25, Nr. 16, pp. 1210-1212, 2000.
- [48] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White und R. Falcone , „Subpicosecond, Electromagnetic Pulses from Intense Laser-Plasma Interaction,“ *Physical Review Letters*, Bd. 71, Nr. 17, pp. 2725-2728, 1993.
- [49] T. Löffler, F. Jacob und H. Roskos, „Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 77, Nr. 3, pp. 453-455, 2000.
- [50] D. Faries, P. Richards , Y. Shen und K. Yang, „Tunable Far-infrared Radiation Generated from the Difference Frequency between two Ruby Lasers,“ *Physical review A*, Bd. 3, Nr. 6, pp. 2148-2150, 1971.
- [51] W. Shi, M. Leigh, J. Zong und S. Jiang, „Single-frequency terahertz source pumped by Q-switched fiber lasers based on difference-frequency generation in GeSe crystal,“ *Optics Letters* , Bd. 32, Nr. 8, pp. 949-951, 2007.
- [52] P. R. Smith, D. H. Auston und M. C. Nuss, „Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas,“ *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Bd. 24, Nr. 2, pp. 255-260, 1988.
- [53] E. Brown, F. Smith und K. McIntosh, „Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors,“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 73, Nr. 3, pp. 1480-1484, 1993.
- [54] P. U. Jepson, D. G. Cooke und M. Koch, „Terahertz spectroscopy and imaging -Modern techniques and applications,“ *Laser Photonics Review*, Bd. 5, Nr. 1, pp. 124-166, 2011.
- [55] P. Richards, „Bolometers for infrared and millimeter waves,“ *Journal of Applied Physics* , Bd. 76, Nr. 1, pp. 1-24, 1994.
- [56] M. J. Golay, „Theoretical Consideration in Heat and Infra-Red Detection, with Particular Reference to the Pneumatic Detector,“ *The Review of Scientific Instruments*, Bd. 18, Nr. 5, pp. 347-356, 1947.
- [57] A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani und K. Kawase , „Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator,“ *Applied Optics*, Bd. 43, Nr. 30, pp. 5637-5646, 2004.

-
- [58] N. Sclar, „Properties of Doped Silicon and Germanium Infrared Detectors,“ *Progress in Quantum Electronics*, Bd. 9, pp. 149-257, 1984.
- [59] B. S. Karasik, D. Olaya, J. Wei, S. Pereverzev, M. E. Gershenson, J. H. Kawamura, W. R. McGrath und A. V. Sergeev, „Record Low NEP in Hot-Electron Titanium Nonobolometers,“ *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 17, Nr. 2, pp. 293-297, 2007.
- [60] F. Sizov, „THz radiation sensors,“ *Opto-Electronics Review*, Bd. 18, Nr. 1, pp. 10-36, 2010.
- [61] S. Verghese, K. McIntosh, S. Calawa, W. Dinatale, E. Duerr und K. Molvar, „Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 73, Nr. 26, pp. 3824-3826, 1998.
- [62] C. Kübler, R. Huber und A. Leitenstorfer, „Ultrabroadband terahertz pulses: generation and field-resolved detection,“ *Semiconductor Science and Technology*, Bd. 20, pp. S128-S133, 2005.
- [63] E. Brown, K. McIntosh, F. Smith, M. Manfra und C. Dennis, „Measurements of optical-heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 62, Nr. 11, pp. 1206-1208, 1993.
- [64] K. McIntosh, E. Brown, K. Nichols, O. McMahon, W. DiNatale und T. Lyszczarz, „Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 67, Nr. 26, pp. 3844-3846, 1995.
- [65] H. Lotem, Z. Pan und M. Dagenais, „Tunable dual-wavelength continuous-wave diode laser operated at 830 nm,“ *Applied Optics*, Bd. 32, Nr. 27, pp. 5270-5273, 1993.
- [66] I. Park, „Investigations of the Generation of Tunable Continuous-Wave Terahertz Radiation and Its Spectroscopic Applications,“ *Dissertation, Technische Universität Darmstadt*, 2007.
- [67] K. J. Siebert, H. Quast, R. Leonhardt, T. Löffler, M. Thomson, T. Bauer und H. G. Roskos, „Continuous-wave all-optoelectrical terahertz imaging,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 80, Nr. 16, pp. 3003-3005, 2002.
- [68] T. Göbel, „Systeme, Verfahren und Komponenten zur hochauflösenden Dauerstrich-Terahertz-Spektroskopie,“ *Dissertation, Technische Universität Darmstadt*, 2010.
- [69] S. Ducci, L. Lanco, V. Berger, A. De Rossi, V. Ortiz und M. Calligaro, „Continuous-wave second harmonic generation in modal phase matched semiconductor waveguides,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 16, Nr. 84, pp. 2974-2976, 2004.
- [70] S. Venugopal Rao, K. Moutzouris und M. Ebrahimzadeh, „Nonlinear frequency conversion in semiconductor optical waveguides using birefringent, modal and quasi-phase-matching techniques,“ *Journal of Optics A*, Bd. 6, pp. 569-584, 2004.
- [71] W. Shi und Y. J. Ding, „Designs of terahertz waveguides for efficient parametric terahertz generation,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 82, Nr. 25, pp. 4435-4437, 2003.

-
- [72] V. Berger und C. Sirtori, „Nonlinear phase matching in THz semiconductor waveguides,“ *Semiconductor Science and Technology*, Bd. 19, pp. 964-970, 2004.
- [73] S. Dhillon, C. Sirtori, S. Barbieri, A. de Rossi, M. Calligaro, H. Beere und D. Ritchie, „THz sideband generation at telecom wavelengths in a GaAs-based quantum cascade laser,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 87, p. 071101, 2005.
- [74] M. A. Belkin, F. Capasso, A. Belyanin, D. L. Sivco, A. Y. Cho, D. C. Oakley, C. J. Vineis und G. W. Turner, „Terahertz quantum-cascade-laser source based on intracavity difference-frequency generation,“ *Nature Photonics*, Bd. 1, pp. 288-292, 2007.
- [75] M. Fejer, S. Yoo, R. Byer, A. Harwit und J. J. Harris, „Observation of Extremely Large Quadratic Susceptibility at 9.6-10.8 μm in Electric-Field-Biased AlGaAs Quantum Wells,“ *Physical Review Letters*, Bd. 62, Nr. 9, pp. 1041-1044, 1994.
- [76] K. Vodopyanov und Y. Avetisyan, „Optical terahertz wave generation in a planar GaAs waveguide,“ *Optics Letters*, Bd. 33, Nr. 20, pp. 2314-2316, 2008.
- [77] Q. Quaraishi, M. Griebel, T. Kleine-Ostmann und R. Bratschitsch, „Generation of phase-locked and tunable continuous-wave radiation in the terahertz regime,“ *Optics Letters*, Bd. 30, Nr. 23, pp. 3231-3233, 2005.
- [78] M. Hyodo, M. Tani, S. Matsuura, M. Onodera und K. Sakai, „Generation of millimetre-wave radiation using a dual-longitudinal-mode microchip laser,“ *Electronics Letters*, Bd. 32, Nr. 17, pp. 1589-1591, 1996.
- [79] R. N. Hall, G. Fenner, J. Kingsley, T. Soltys und R. Carlson, „Coherent Light Emission From GaAs Junctions,“ *Physical Review Letters*, Bd. 9, Nr. 9, pp. 366-368, 1962.
- [80] T. Maiman, „Stimulated Optical Radiation in Ruby,“ *Nature*, Bd. 187, pp. 493-494, 1960.
- [81] Z. Alferov, V. Andreev, D. Garbuzov, Y. Zhilyaev, E. Morozov, E. Portnoi und V. Trofim, „Investigation of the influence of the AlAs-GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and realization of continuous emission at room temperature,“ *Fizika Tekhnika Poluprovodnikov*, Bd. 4, Nr. 9, pp. 1826-1829, 1970.
- [82] Y. Yao, A. J. Hoffman und C. F. Gmachl, „Mid-infrared quantum cascade lasers,“ *Nature Photonics*, Bd. 6, pp. 432-439, 2012.
- [83] C. Skierbiszewski, Z. R. Wasilewski, M. Siekacz, A. Feduniewicz, P. Perlin, P. Wisniewski, J. Borysiuk, I. Grzegory, M. Leszczynski, T. Suski und S. Porowski, „Blue-violet InGaN laser diodes grown on bulk GaN substrates by plasma-assisted molecular-beam epitaxy,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 86, Nr. 1, p. 011114, 2005.
- [84] A. Schawlow und C. Townes, „Infrared and Optical Masers,“ *Physical Review*, Bd. 112, Nr. 6, pp. 1940-1949, 1958.
- [85] R. D. Hempstead und M. Lax, „Classical Noise. VI. Noise in Self-Sustained Oscillators near Threshold,“ *Physical Review*, Bd. 161, Nr. 2, pp. 350-366, 1967.

-
- [86] R. Tkach und A. Chraplyvy, „Regimes of Feedback Effects in 1.5- μ m Distributed Feedback Lasers,“ *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 11, pp. 1655-1661, 1986.
- [87] R. Ludeke und E. Harris, „Tunable GaAs Laser in an External Dispersive Cavity,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 20, Nr. 12, pp. 499-500, 1972.
- [88] C. Hawthorn, K. Weber und R. Scholte, „Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam,“ *Review of Scientific Instruments*, Bd. 72, Nr. 12, pp. 4477-4479, 2001.
- [89] M. G. Littman, „Single-mode operation of grazing-incidence pulsed dye laser,“ *Optics Letters*, Bd. 3, Nr. 4, pp. 138-140, 1978.
- [90] M. G. Littman und H. J. Metcalf, „Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander,“ *Applied Optics*, Bd. 17, Nr. 14, pp. 2224-2227, 1978.
- [91] S. Matsuura und H. Ito, „Generation of CW Terahertz Radiation with Photomixing,“ in *Topics in Applied Physics - Terahertz Optoelectronics*, Bd. 97, Berlin Heidelberg, Springer, 2005, pp. 157-202.
- [92] S. Duffy, S. Verghese, K. McIntosh, A. Jackson, A. Gossard und S. Matsuura, „Accurate Modeling of Dual Dipole and Slot Elements Used with Photomixers for Coherent Terahertz Output Power,“ *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Bd. 49, Nr. 6, pp. 1032-1038, 2001.
- [93] A. Krotkus und J.-L. Coutaz, „Non-stoichiometric semiconductor materials for terahertz optoelectronics applications,“ *Semiconductor Science and Technology*, Bd. 20, pp. S142-S150, 2005.
- [94] I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, I. V. Bradley, M. J. Evans, E. H. Linfield, A. G. Davies und M. Missous, „Optimization of Photomixers and Antennas for Continuous-Wave Terahertz Emission,“ *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Bd. 41, Nr. 5, pp. 717-728, 2005.
- [95] F. Smith, H. Le, V. Diadiuk, M. Hollis, A. Calava, S. Gupta, M. Frankel, D. Dykaar, G. Mourou und T. Hsiang, „Picosecond GaAs-based photoconductive optoelectronic detectors,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 54, Nr. 10, pp. 890-892, 1989.
- [96] M. Kaminska, E. Weber, Z. Liliental-Weber, R. Leon und Z. Rek, „Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures,“ *J. Vac. Sci. Technol B*, Bd. 7, Nr. 4, pp. 710-713, 1989.
- [97] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E. Weber, Z. Liliental-Weber und W. Walukiewicz, „Native point defects in low-temperature-grown GaAs,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 67, Nr. 2, pp. 279-281, 1995.
- [98] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. Weber, T. George, J. Kortright, F. Smith, B.-Y. Tsaur und A. Calawa, „Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 54, Nr. 19, pp. 1881-1883, 1989.

-
- [99] J. Luo, H. Thomas, D. Morgan und D. Westwood, „Transport properties of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low temperatures and the effects of annealing,“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 79, Nr. 7, pp. 3622-3692, 1996.
- [100] N. Jäger, A. Verma, P. Dreszer, N. Newman, Z. Liliental-Weber, M. van Schilfgaarde und E. Weber, „First Direct Observation of EL2-Like Defect Levels in Annealed LT-GaAs,“ *Journal of Electronic Materials*, Bd. 22, Nr. 12, pp. 1499-1502, 1993.
- [101] C. Steen, P. Kiesel, S. Tautz, S. Krämer, S. Soubatch, S. Malzer und G. Döhler, „Optical and electrical spectroscopy of defects in low temperature grown GaAs,“ *Materials Science & Engineering B*, Bd. 88, pp. 191-194, 2002.
- [102] H. Wang, J. Whitaker, A. Chin, J. Mazurowski und J. Ballingall, „Subpicosecond Carrier Response of Unannealed Low-Temperature-Grown GaAs vs Temperature,“ *Journal of Electronic Materials*, Bd. 22, Nr. 12, p. 1461, 1993.
- [103] D. Look, D. Walters, M. Manasreh, J. Sizelove, C. Stutz und K. Evans, „Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dense EL2-like band,“ *Physical Review B*, Bd. 42, Nr. 6, pp. 3578-3581, 1990.
- [104] M. Manasreh, D. Look, K. Evans und C. Stutz, „Infrared absorption of deep defects in molecular-beam-epitaxial GaAs layers grown at 200°C: Observation of an EL2-like defect,“ *Physical Review B*, Bd. 41, Nr. 14, pp. 10272-10275, 1990.
- [105] T. Chu, A. Dodabalapur, A. Srinivasan, D. Neikirk und B. Streetman, „Properties and applications of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 < x < 1$) grown at low temperatures,“ *Journal of Crystal Growth*, Bd. 111, pp. 26-29, 1991.
- [106] A. Warren, J. Woodall, J. Freeouf, D. Grischkowski, D. McInturff, M. Melloch und N. Otsuka, „Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 57, Nr. 13, pp. 1331-1333, 1991.
- [107] M. C. Beard, G. M. Turner und C. A. Schmuttenmaer, „Subpicosecond carrier dynamics in low-temperature grown GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy,“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 90, Nr. 12, p. 5915, 2001.
- [108] Batop GmbH, „Manual PCA-44-06-10-800,“ 2011.
- [109] J. Van Rudd und D. M. Mittelman, „Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy,“ *Journal of the Optical Society of America B*, Bd. 19, Nr. 2, p. 319, 2002.
- [110] D. Saeedkia, R. R. Mansour und S. Safavi-Naeini, „The interaction of Laser and Photoconductor in a Continuous-Wave Terahertz Photomixer,“ *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Bd. 41, Nr. 9, pp. 1188-1196, 2005.
- [111] N. Zamdmer, Qing Hu, K. McIntosh und S. Verghese, „Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 75, Nr. 15, pp. 2313-2315, 1999.

-
- [112] E. Brown, K. McIntosh, F. Smith, K. Nichols, M. Manfra, C. Dennis und J. Mattia, „Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a lowtemperature grown GaAs photomixer,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 64, Nr. 24, pp. 3311-3313, 1994.
- [113] M. Scheller und M. Koch, „Terahertz quasi time domain spectroscopy,“ *Optics Express*, Bd. 17, Nr. 20, pp. 17723-17733, 2009.
- [114] L. Rothman, I. Gordon, A. Barbe, D. Benner, P. Bernath, M. Birk und et al., „The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database,“ *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Bd. 110, pp. 533-572, 2009.
- [115] C. Winnewisser, F. Lewen und H. Helm , „Transmission characteristics of dichroic filters measured by THz time-domain spectroscopy,“ *Applied Physics A*, Bd. 66, pp. 593-598, 1998.
- [116] P. U. Jepson und S. Keiding, „Radiation patterns from lens-coupled terahertz antennas,“ *Optics Letters*, Bd. 20, Nr. 8, p. 807, 1995.
- [117] B. E. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons Inc, 1991.
- [118] Y.-S. Jin, G.-J. Kim und S.-G. Jeon, „Terahertz Dielectric Properties of Polymers,“ *Journal of the Korean Physical Society*, Bd. 49, Nr. 2, pp. 513-517, 2006.
- [119] P. D. Cunningham, N. N. Valdes, F. A. Vallejo, L. M. Hayden, B. Polishak, X.-H. Zhou, J. Luo, A. K.-Y. Jen, J. C. Williams und R. J. Twieg, „Broadband terahertz characterization of the refractive index and absorption of some important polymeric and organic electro-optic materials,“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 109, p. 043505, 2011.
- [120] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, New York, Basel: Marcel Dekker, 2003.
- [121] J. Midwinter und J. Warner, „The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization,“ *Britisch Journal of Applied Physics*, Bd. 16, pp. 1135-1142, 1965.
- [122] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, San Diego: Academic Press, 2003.
- [123] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, San Diego: Academic Press, 1985.
- [124] „<http://www.alpeslasers.com>,“ Alpes Laser. [Online]. [Zugriff am Jan 2013].
- [125] W. Karthe und R. Müller, *Integrierte Optik*, Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest&Portig K.-G., 1991.
- [126] A. B. Fallahkhair, K. S. Li und T. E. Murphy, „Vector Finite Difference Modesolver for Anisotropic Dielectric Waveguides,“ *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 26, Nr. 11, pp. 1423-1431, 2008.
- [127] D. Stupar, J. Krieg, P. Krötz, G. Sonnabend, M. Sornig, T. F. Giesen und R. Schieber, „Fully reflective external-cavity setup for quantum-cascade lasers as a local oscillator in mid-infrared wavelength heterodyne spectroscopy,“ *Applied Optics*, Bd. 47, Nr. 16, pp. 2993-2997, 2008.
- [128] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, New York: Marcel Dekker, 2003.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Entstehen und Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, im Besonderen:

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Elsässer für die hervorragenden Rahmenbedingungen in der Arbeitsgruppe Halbleiteroptik, die Freiheit, meine Arbeit eigenverantwortlich durchführen zu können und die exzellente Betreuung meiner Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Peter Meißner für das Interesse an dieser Arbeit und die Übernahme des Zweitgutachtens.

Herrn Dr. Götz Erbert, FBH Berlin und Herrn Dr. Joachim Sacher, Sacher Lasertechnik, Marburg für die Bereitstellung der Laser.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Richter, Batop GmbH, Jena für die Bereitstellung der photoleitenden Antennen.

Herrn Karl-Heinz Vetter und allen Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt für die hervorragende Beratung und Herstellung vieler opto-mechanischer Komponenten.

Sebastian Berning, Till Mohr und Valentino Montanaro, die Teile dieser Arbeit im Rahmen ihrer Abschlussarbeiten begleitet haben.

Dr. Stefan Breuer, Dr. Martin Blazek, Dr. Jens von Staden, Andreas Molitor und Lukas Drzewietzki für die gemeinsame Doktorandenzeit und ihre unermüdliche Hilfsbereitschaft. Allen Kollegen der Arbeitsgruppe Halbleiteroptik danke ich darüber hinaus für zahlreiche Diskussionen und Anregungen und die stets angenehme Arbeitsatmosphäre.

Mein größter Dank gilt meiner Familie. Vielen Dank für eure Unterstützung, euer Verständnis und eure Geduld. Ohne euch wäre das alles nicht möglich gewesen.

Lebenslauf

Dominik Blömer
Obere Bogenstraße 14
55120 Mainz

Geburtsdatum: 10.03.1980
Geburtsort: Damme
Staatsangehörigkeit: deutsch

1990-1999 Kolleg St. Thomas, Vechta
1999 Abitur

1999-2000 Grundwehrdienst 5./ FlaRakGrp 25 in Ahlhorn

2000-2005 Physikstudium an der Friedrich-Schiller-Universität Jena
2005 Physik-Diplom, Friedrich-Schiller-Universität Jena
Thema der Diplomarbeit: *Nichtlinear Effekte in Femtosekunden-Laser geschriebenen Wellenleitern*

2005-2006 Elternzeit

2006-2011 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der AG-Halbleiteroptik, Institut für
Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt
2009-2014 Promotionsstudent, Technische Universität Darmstadt

2011-2014 Projektingenieur, Bertrandt Ingenieurbüro GmbH, Ginsheim-Gustavsburg